

127912

47

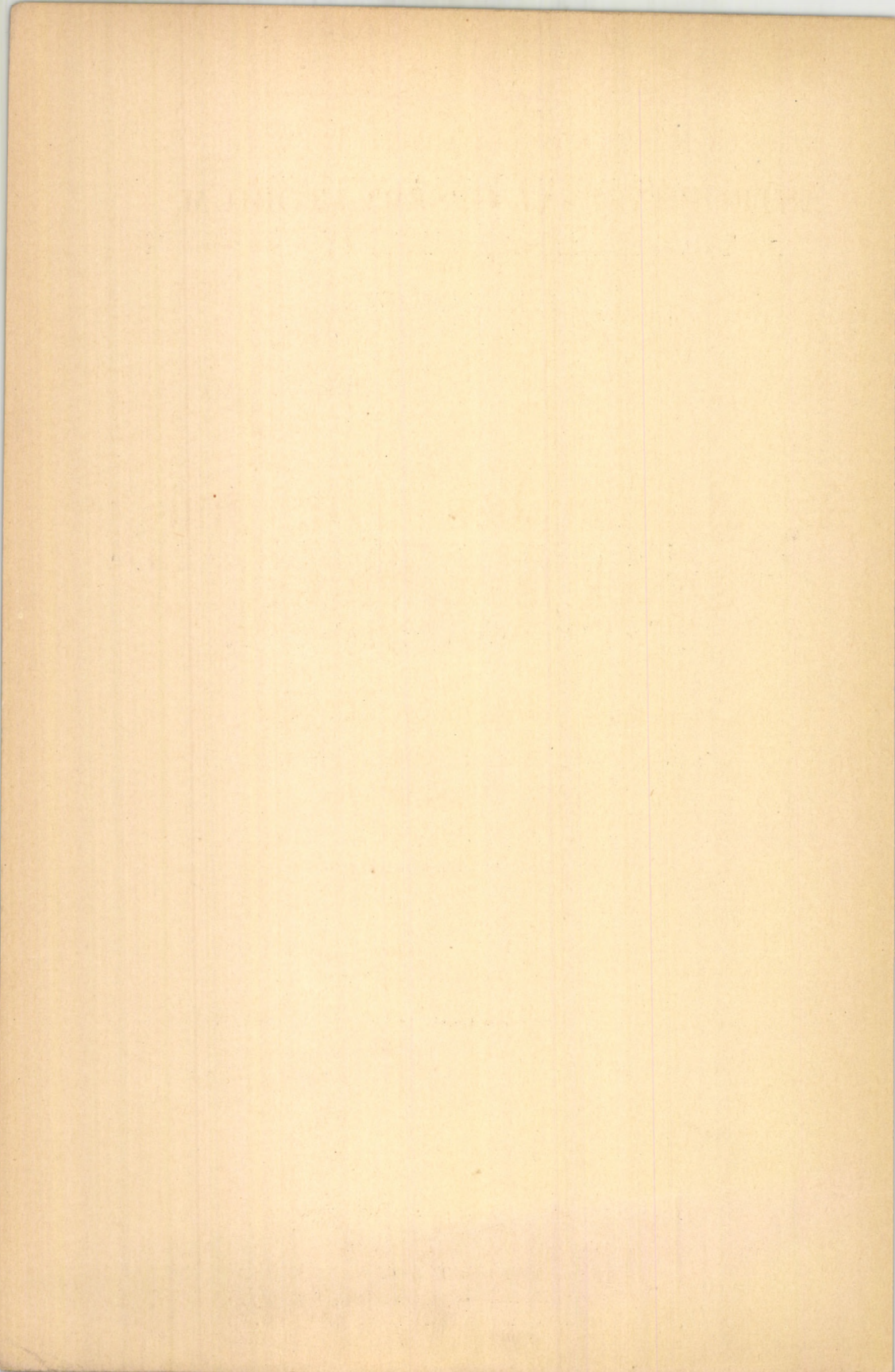
A M. KIR. KONKOLY-ALAPITVÁNYU
ASTROPHYSIKAI OBSERVATORIUM
KISEBB KIADVÁNYAI.

9.

Az ujabban beszerzett mű-
szerek ismertetése.

Kiadta az intézeti tisztikar közreműködésével

Dr. Konkoly-Thege Miklós
miniszteri tanácsos, kir. igazgató.



A M. KIR. KONKOLY-ALAPITVÁNYU
ASTROPHYSIKAI OBSERVATORIUM
KISEBB KIADVÁNYAI.

9.

Az ujabban beszerezett mű-
szerek ismertetése.

Kiadta az intézeti tisztikar közreműködésével

Dr. Konkoly-Thege Miklós
miniszteri tanácsos, kir. igazgató.

ASTROPHYSIKALISCHES OBSERVATORIUM
A. M. KIR. KÖNYV-ALAPITVÁNY

127912

9

Az újabban beszerzett m-

szerek



Kiadta az intézet titkárság közreműködésével

Dr. Konkoly-Thege Miklós
intézet igazgatója



BUDAPEST, 1908
Könyv. HÍR. I. közzétételénél
II. Választás. I. sz.

Előszó.

Az ó-gyallai csillagda 1899-ben történt államosítása óta főleg a vizuális fotometriát műveli. Munkaprogramjának ezen egyoldalu megválasztásában a rendelkezésére álló távcsövek szerény méretei voltak döntő befolyással. Igaz, hogy az intézet felszerelése keletkezésének első évtizedében európai nivón állott, munkássága pedig megalapítójának európai hírt szerzett, de a legutóbbi három évtized alatt a távcsövkészítés technikája óriásit haladt; bámulatos méretű távcsövek készültek, melyeknek beszerzése egyes ember anyagi erejét meghaladja. Míg tehát a külföld bő anyagi támogatásban részesülő intézetei fokozatosan fejlődhettek, nálunk a tudományok ősanja, az asztromia művelésének határt szabott néhány lelkes és áldozatkész apostolának áldozóképesége.

A csillagdának az állam által történt átvétele után a munkaprogram megállapításában tehát a műszerek szerény méreteivel számolnunk kellett és ezért esett a választás a vizuális fotometriára, mint az asztrofizika azon ágára, a melynél szerény műszerekkel jelenleg még számottevő eredményeket elérni vagyunk képesek. A kitűzött munkaprogram megvalósíthatása végett 1900-ban egy ékfotometert, 1901-ben egy kisebb, a program kibővítése végett pedig 1903-ban egy nagyobb Zöllner-féle asztrofotometert szereztünk be. 1904-ben Dr. Berzeviczy Albert, vallás- és közoktatásügyi miniszter úr az intézet igazgatójának felterjesztésére nagyobb összeget engedélyezett, melynek egyik része egy fotografiai távcső beszerzésére volt fordítható. E távcső — melynek leírását jelen kiadványaink 7. számában találjuk — az intézet legnagyobb távcsövére, a 10 hüvelykes refraktorra lett építve.

E távcső beszerzése által abba a helyzetbe jutottunk, hogy a fotografiai fotometria műveléséhez is hozzájárulhatunk. E célból még több segédműszert szereztünk be, melyeknek ismertetését jelen kiadvány első részében találjuk. Hogy az érdeklődőt törekvéseink céljáról is tájékoztassuk, szükségesnek tartottuk ezen nálunk csak igen szűk körben ismert műszerek leírásán kívül az egyes műszerek rendeltetését is és ezért a fotografiai fotometria főbb elveinek ismertetését is közölni.

Jelen kiadványban még elhelyezést találtak más, főleg didaktikai célokat szolgáló műszerek ismertetése is.

Ó-Gyalla, 1906. május hóban.

Tass Antal.

I. RÉSZ.

1. RÉSUMÉ.

A fotografiai-fotometria főbb módszerei és újabb eszközei.

Irta : Tass Antal.

A) Általános bevezetés.

A fényképezésnek a csillagászatban történt gyakorlati alkalmazása az asztrofizika új ágát, az asztrofotografiát teremtette meg, mely néhány évtized alatt oly bámulatos eredményekre vezetett, melyek a vizuális megfigyelési módszerek eredményeit sok tekintetben felülmulják. A fotografiai eljárás fölényét a vizuális módszerrel szemben különösen két körülmény biztosítja: a módszer érzékenysége és gyorsasága. Egy gyenge fényű csillagot szemünk néhány órai megfigyelés után sem látja fényesebbnek, mint néhány másodperc után; ellenben az érzékeny lemezre exponált csillagkép annál intenzívebb, minél hosszabb az expozíció ideje. Ezért oly csillagok, melyeket a szem már észre sem vesz, ugyanazon műszerrel készült fotografiai felvételen az expozíció idejének kellő meghosszabbítása által láthatóvá válnak. A módszer ezen érzékenysége folytán egy égi felvétel mindig több részletet mutat csillaghalmazokból, ködfoltokból mint a vizuális megfigyelés után készült rajz s így mélyebb betekintést is nyújt a felvett égi objektum természetébe. — Egy sűrű csillaghalmaz kimérése hónapokat igénylő fárasztó munka. Egyetlen felvétel, mely néhány órán belül készíthető, helyettesíti ezt a munkát. A stellárasztronomia a fotografiában tehát egy megbecsülhetetlen segédeszközt nyert.

Természetes tehát, hogy a fényképezésnek fotometriai kutatásokra való felhasználásához is nagy reményeket fűztek, de e téren az eljárás természetében rejlő s sokáig félreismert oly nehézségek léptek fel, melyek a fotografiai-fotometria kifejlődését késleltették. Ma is csak kiegészítő része és még nem egyenjogú társa a fotografiai-fotometria a vizuális foto-

metriának, bár a legutolsó évtizedben a fotografiai fotometria már oly eredményeket is képes felmutatni, melyek pontosság tekintetében a vizuális fotometria eredményeivel méltán összehasonlíthatók. A kutatásnak e tudományos diszciplínában még tág tér nyílik. Az ó-gyallai csillagda, melynek néhány év óta főprogramja az optikai fotometria művelése, a fotografiai-fotometria fejlesztéséhez is hozzájárulni óhajtván, több e kutatásokra szolgáló műszert szerzett be, melyeket intézetünk jelen kiadványában ismertetni óhajtunk. Maga a fotografiai távcső az intézet 10 hüvelykes refraktorára lett szerelve, mely e célból teljesen átépítve lett az igazgató tervei szerint és felügyelete alatt. Ugy az átépített 10 hüvelykes refraktor, valamint a fotorefraktor ismertetése kisebb kiadványaink 7. számában található. Minthogy a műszerek leírásán kívül azok rendeltetéséről és törekvéseinknek céljairól is tájékoztatni óhajtjuk az olvasót, szükségesnek tartjuk a fotografiai-fotometriai kutatások főbb eredményeit vázlatosan ismertetni.

* *
* *

A csillagok fényintenzitásának fotografiai úton való meghatározásánál főleg két eljárásra leszünk tekintettel. Egy égi felvételen a fényesebb csillagok képei kiterjedtebbek a gyengébb fényű csillagok képeinél; a csillagképek átmérői a csillagok fényességével szorosan összefüggnek s így a csillagok magnitúdóinak levezetésére alkalmasak. Ez az eljárás önkényt kínálkozott a csillagrend meghatározására s a fotografiai-fotometria első módszere lett. — A másik és újabb módszer abban áll, hogy a fotorefraktor gyújtósíkján kívül helyezzük el a lemezt, miáltal korongalakú csillagképeket nyerünk, melyek nemcsak nagyságuk által különböznek egymástól, hanem sötétedésük foka szerint is; s így a csillag rendjének meghatározására nem a korong nagysága, hanem a sötétedés foka szolgál.

Mielőtt a két módszer ismertetésére térnénk át, mindennek előtt meg kell állapodnunk, hogy mit értünk fotografiai intenzitás alatt? Valamely objektum fényessége alatt a lemezre ható azon fénysugarak összességét értjük, melyek az objektumtól kiindulva a közbeeső közegek áthaladása után tényleg az érzékeny rétegeig eljutnak. Ez az értelmezése a fotografiai intenzitásnak teljesen födi az optikai intenzitás definícióját, a mennyiben vizuálisan is csak azon sugarak fényességét

állapítjuk meg a fotometerekkel, melyek tényleg az észlelő szemére hatnak. Így tehát előre várható, hogy a fényesség ezen subjektív definíciója folytán bizonyos eltérések lépnek fel úgy a különböző lemezfajtáknál, mint a különböző színű fényforrásokból nyert eredményeknél, valamint a fotografiai és optikai megfigyelések eredményei között.

Az intenzitás meghatározás fotografiai és optikai módszerei között ugyanis elvi különbség a lemez érzékeny rétegének csak azon tulajdonsága folytán lép fel, hogy a csillagképek átmérőinek nagysága, illetve a csillagkorongok sötétedésének foka nemcsak a reáeső fény intenzitásától, hanem az expozíció idő tartalmától, a lemez érzékenységétől és az előhívás módjától is függ. Ezért a fotografiai-fotometriai módszer alaptétele csak a következő lehet. Két fényforrás fotografailag csak akkor lehet egymással egyenlő intenzitású, ha egy és ugyanazon lemezen egyenlő megvilágítás tartam mellett egyenlő átmérővel bíró csillagképeket, extrafokális felvételeknél egyenlő sötétedést hoznak létre. — E definíció feltételezi a lemez érzékeny rétegének állandó érzékenységét, továbbá hogy az előhívás a lemez felületének minden pontján egyöntetűen történjék. E feltevések nélkül a fotografiai felvételek fotometriai értékesítése lehetetlen volna.

Hogy a csillagok intenzitása akár fotografiai képük átmérőinek kimért értékéből, akár a csillagkorongok sötétedésének fokából meghatározható legyen, szükséges volt egy mértékegységben megállapodni. Ennek értéke ugyanis tetszőleges lehet, de célszerűnek mutatkozott értékét úgy megválasztani, hogy a fotografiai intenzitás-skála összhangzásban maradjon a csillagrend vizuális skálájával. Ezért a fotografiai csillagrend értelmezésére a vizuális csillagrend értelmezése — mely szerint két csillag fényessége akkor különbözik egymástól egy csillagrenddel, ha intenzitásuk viszonya $1:2.512$ — fogadtatott el. E megállapodás értelmében a csillagok fotografiai csillagrendjei meghatározhatókká válnak, mihelyt ismerjük azt a törvényt, mely szerint az átmérő, illetve a sötétedés foka összefügg a magnitúdóval.

E két kérdést elkülönítve tárgyaljuk s így elsősorban azokat a fontosabb összefüggéseket fogjuk felemlíteni, melyek a csillag fotografiai képének átmérője és a csillag fényessége között különböző kutatók találtak.

A csillag D átmérője és m magnitúdója között Charlier szerint:

$$m = a - \log D \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

Scheiner szerint:

$$m = a - b D \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

összefüggés érvényes, melyekben a és b lemeztől-lemezre meghatározandó állandók, melyek a lemez érzékenységtől, a levegő állapotától és az expozíció idejétől függenek. Utóbbi és D közötti összefüggést Charlier

$$D = D_0 \sqrt[4]{t}$$

alakban állította elő és az egyik állandóra, a -ra nézve

$$a = a_0 + \frac{b}{4} \log t$$

összefüggést vezette le, hol $b = 2,5$ a. Charlier szerint a_0 és b abszolút állandók. Scheiner, ki Charlier formulájának érvényességét vizsgálta, azt találta, hogy a Charlier-féle állandók csak hosszabb expozíció mellett állandók, rövidebbnél ellenben nem (Charliernél $b = 6.68, 6.72, 6.78, 6.81$; Scheinernél $b = 5.2$ -től 8.1 -ig változik). Charlier ezeket a fotorefraktor állandóinak, tehát műszerállandóknak tekinti.

Schaeberle a polaris és α Lyrae felvételeiből

$$D = a + \beta \log d + \gamma \log t \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3)$$

összefüggéshez jutott, melyben, α, β, γ állandók, d műszerállandó, t az expozíció ideje, míg ellenben Trépied

$$m = a_0 + b_0 \log \frac{D}{\sqrt[4]{t}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 4)$$

formulát találta. Más szerzők formulái több-kevesebb állandót tartalmaznak. E körülmény azt mutatja, hogy e formulák egyike sem bír fizikai jelentőséggel, ezek csupán csak egyszerű interpolációs formulák.

Ha van a lemezen bizonyos számú ismert vizuális magnitúdóval bíró csillag, meghatározhatók a formulák állandói s így kiszámítható a többi csillag fényessége pl. 1)-ből:

$$m_1 - m_2 = b (\log D_2 - \log D_1)$$

vagy 2)-ből:

$$m_1 - m_2 = b (D_2 - D_1)$$

vagy 4)-ből:

$$m_1 - m_2 = \frac{a_0 + b_0}{4} (\log D_2 - \log D_1)$$

Ezen interpolációs formulákkal levezetett eredmények pontossága a vizuális mérések pontosságával azonban nem hasonlíthatók össze. Míg Müller és Kempf fényességi katalogusa egy-egy adatának középhibája legfeljebb ± 0.05 csillagrend, addig Scheiner és Charlier fotografiai csillagrendjei ± 0.10 csillagrendig, sőt ennél nagyobb értékig hibásak.

E kedvezőtlen eredmények okai különbözők. A levegő nyugtalansága, az extinkció hatása nagyobb mértékben befolyásolja a fotografiai mint a fotometriai megfigyelést. Scheiner szerint a levegő nyugtalanságából eredő hiba ± 0.5 magnitúdót is kitehet. Miután a lemez a különböző színű sugarakra különböző mértékben érzékeny, azért a fehér csillagok képei általában nagyobbak más színűekéinél, sőt a különböző színű, optikailag különben egyenlő fényességű csillagok fotografiai intenzitásai két csillagrendig is különbözhetnek. Ha az objektív nem rajzol éles képeket, tekintve hogy a fókális csillagképek csak néhány századmilliméternyi kicsiny pontok, ezek átmérői nem mérhetők ki kellő exakt pontossággal.

Igaz ugyan, hogy kellő elővigyázat mellett bizonyos mértékben kiküszöbölhetők e hibák. A levegő egyirányban befolyásolja ugyanazon lemez összes képeit. Ha tehát csak egy lemezre szorítkozunk, a levegő nyugtalanságából eredő hatás kiesik. Színtúgy a szín hatását is ki lehet küszöbölni az által, hogy csak ugyanazon spektráltípushoz tartozó csillagok kimérésére szorítkozunk. A mondottakból világos, hogy az átmérőkímérés módszere a legjobb eredményeket csillaghalmazak és változó csillagok felvételeinél fogja adni.

Miután e módszert vázlatosan ismertettük, áttérünk annak a módszernek rövid tárgyalására, mellyel a fotografiai csillagrendet a lemezen előhívott korong (extrafokális kép) sötétetésének fokából vezetjük le.

*
*
*

Hogy a csillagok magnitúdóját fotografiai képük sötétetésének fokából levezethessük, szükséges annak az összefüggésnek ismerete, mely a sötétetés, az expozíció idő és a csillag intenzitása között létezik. Ez összefüggésnek különböző alakjait találjuk az idevonatkozó irodalomban, mi azt a legáltalánosabb alakot fogjuk e helyen tárgyalni, melyet Schwarzschild adott e törvénynek; még pedig a dolog fundamentális

jelentőségére való tekintettel a tétel levezetését Schwarzschild eredeti értekezése nyomán fogjuk adni.*)

Egy experimentator kísérletei folyamán azt találta, hogy I_1 fényintenzitás t_1 expozíció idő mellett, valamint I_2 intenzitás t_2 mellett ugyanazon sötétedéshez, S -hez vezet. E kísérlet eredményét

$$S = f_1(I_1, t_1) = f_2(I_2, t_2) \quad A)$$

alakban fejezzük ki. Egy más kutató, ki az első kísérleteit nem ismerte, ugyanilyen eredményhez jutott, de miután a dolog természete szerint más fényforrással dolgozott, úgy más intenzitást és expozíció időt is használt. Ezek az intenzitások és expozíció idők az első kísérletezőéivel bizonyos ismeretlen arányban lesznek. Legyenek az arányossági tényezők k, l ; és S' legyen az I_{1k}, t_{1l} és I_{2k}, t_{2l} -eknek megfelelő sötétedés, úgy nyilván:

$$S' = f_1(I_{1k}, t_{1l}) = f_2(I_{2k}, t_{2l}) \quad B)$$

hol általában S különböző S' -től.

A feladat megállapítani milyen természetű f függvény, hogy a használt egységek felcserélése mindig lehetséges legyen anélkül, hogy megszűnne a sötétedés páronkénti egyenlő volta. Ennek feltétele, hogy k és l minden tetszőleges értéke mellett B) alatti egyenlet egyideűleg érvényes legyen A) alattival. E feltételnek más alakot adhatunk. Ugyanis k helyébe $k = 1 + dk$, l helyébe $l = 1 + dl$ téve és B) alattit dk és dl hatványai szerint kifejtve:

$f_1 + I_1 dk \frac{\partial f_1}{\partial I_1} + t_1 dl \frac{\partial f_1}{\partial t_1} + \dots = f_2 + I_2 dk \frac{\partial f_2}{\partial I_2} + t_2 dl \frac{\partial f_2}{\partial t_2} + \dots$
 egyenlőséghez jutunk, mely dk és dl minden tetszőleges értékére érvényes lévén, következik, hogy az

$$I_1 \frac{\partial f_1}{\partial I_1} = I_2 \frac{\partial f_2}{\partial I_2}, \quad t_1 \frac{\partial f_1}{\partial t_1} = t_2 \frac{\partial f_2}{\partial t_2} \quad \dots \dots C)$$

összefüggések I_1, I_2, t_1, t_2 , mindazon értékei mellett érvényesek, melyek az A) alattinak eleget tesznek.

Hogy most megállapíthassuk S értékének f argumentumaitól, I_1, I_2, t_1, t_2 -től való függését, közülük kettőt-kettőt állandónak feltételezve, a többieket sorra variáljuk de mindig úgy, hogy A) alattinak eleget tegyünk. Ezen műveletek eredményeiből vonható következtetések a sötétedés általános alapalakjához fognak vezetni.

*) Schwarzschild: Beiträge zur photographische Photometrie der Gestirne. Publikationen der v. Kuffner'schen Sternwarte 5-ik kötet

α). Legyen t_1 és t_2 állandó, akkor A)-ból:

$$dI_1 \frac{\delta f_1}{\delta I_1} = dI_2 \frac{\delta f_2}{\delta t_2}$$

mi C) alapján

$$\frac{dI_1}{I_1} = \frac{dI_2}{I_2}$$

alakba hozható, melyből integrállással

$$\log I_1 - \log I_2 = g(t_1, t_2) \dots \dots \dots D)$$

összefüggéshez jutunk, hol az integráció állandója t_1, t_2 -nek egy egyelőre ismeretlen függvénye.

β). Legyen I_1 és I_2 állandó, akkor hasonló módon:

$$\log t_1 - \log t_2 = h(I_1, I_2) \dots \dots \dots E).$$

γ). Végül legyen I_2 és t_2 állandó, akkor A)-ból:

$$dI_1 \frac{\delta f_1}{\delta I_1} + dt_1 \frac{\delta f_1}{\delta t_1} = 0$$

mit C) alapján némi transformáció után

$$\frac{dI_1}{I_1} + \frac{dt_1}{t_1} p(I_2, t_2) = 0 \dots \dots \dots F)$$

alakba írhatjuk, ha a fellépő törtet

$$\frac{t_2 \frac{\delta f_2}{\delta t_2}}{I_2 \frac{\delta f_2}{\delta I_2}} = p(I_2, t_2) \dots \dots \dots F')$$

-vel jelöljük. De I_2, t_2 állandó volta folytán D)-ből és E)-ből differenciálás által

$$\frac{dI_1}{I_1} - \frac{\delta g(t_1, t_2)}{\delta t_1} dt_1 = 0 \dots \dots \dots D')$$

$$\frac{dt_1}{t_1} - \frac{\delta h(I_1, I_2)}{\delta I_1} dI_1 = 0 \dots \dots \dots E')$$

összefüggésekhez jutunk. Ha D')-ből $\frac{dI_1}{I_1}$ értékét F-be helyettesítjük, akkor

$$- \frac{\delta g(t_1, t_2)}{\delta t_1} = p(I_2, t_2) \dots \dots \dots G).$$

Ha pedig E')-ből $\frac{dt_1}{t_1}$ értékét F)-be helyettesítjük, úgy

$$- I_1 \frac{\delta h(I_1, I_2)}{\delta I_1} = \frac{1}{p(I_2, t_2)} \dots \dots \dots H).$$

A G) alatti egyenlet azt fejezi ki, hogy p nem függhet I_2 -től, a H) alatti pedig azt, hogy p független t_2 -től s ezért p -t abszolút állandónak kell tekintenünk. A Schwarzschild-féle vizsgálatok p számbeli értékéül 0.85-öt adtak, bár Schwarzschild is kiemelte, hogy p a különböző gyártmányú lemezeknél különböző értékeket vehet fel, s így ezt az értéket csak középértéknek tekinthetjük. A p állandó voltára való tekintettel F') alatti egyenletünk a következő párciális differenciál-egyenletbe

$$p I_2 \frac{\partial f_2}{\partial I_2} - t_2 \frac{\partial f_2}{\partial t_2} = 0$$

megy át, melynek általános megoldása

$$f_2 = f_2(I_2 \cdot t_2^p)$$

vagy az indexeket elhagyva

$$S = f(I^p) \text{ és } p = \text{konstans.}$$

Ezzel a sötétedés, a fényintenzitás és az expozíció idő közti legáltalánosabb összefüggést levezettük, szóval Schwarzschild fejtegetései nyomán a sötétedés törvényének legáltalánosabb alakját előállítottuk.

A sötétedés törvényének kísérleti alapon is igazolt Schwarzschild-féle alakja állandó értékű p mellett a legáltalánosabb és azon egyedüli alakja e törvénynek, melynek érvényes volta mellett a párosan egyenlő sötétedést létrehozó intenzitásoknak és expozíció időknek csak számbeli értékeit kell megadnunk anélkül, hogy azokat az egységeket, melyekben ezek kifejezve vannak, ismernünk kellene.

Schwarzschild alapvető és fölötte érdekes fejtegetéseit itt bővebben nem ismertethetjük s e tekintetben az olvasót Schwarzschild eredeti kutatásaira*) utaljuk. Minket főleg e törvény fotometriai értékesítése érdekel. De mielőtt e törvény fotometriai alkalmazására áttérnénk, előbb ezt abba az alakba állítjuk elő, melyet Schwarzschild később használt. Kísérletei alapján Schwarzschild arra az eredményre jutott, hogy egyenlő értékű I^p szorzatoknak egyenlő sötétedések felelnek meg, miért is e szorzatot mértékéül tekinthetjük azon elváltozásnak, melyet az érzékeny réteg a megvilágítás folytán szenved. A megvilágítás tartama alatt az érzékeny rétegek elváltozása

*) Die Bestimmung von Sternhelligkeiten aus extrafokalen photographischen Aufnahmen. — Beiträge zur photographischen Photometrie der Gestirne. Publikationen der v. Kuffner'schen Sternwarte 5-ik kötet.

csak fokozatilag lehetvén különböző, miért is a réteg elváltozása az

$$It^p = s$$

egyetlen mennyiséggel jellemezhető. E mennyiséget nevezi Schwarzschild latens sötétedésnek, a valódi sötétedés a latensnek függvénye s így a sötétedés törvénye

$$S = f(s)$$

alakban is kifejezhető.

* * *

A sötétedés alaptörvénye feltételezi p állandó voltát; de p -t csekély mértékben változónak tételezve fel, a sötétedés törvényének még más általános alakot is adhatunk. Ha

$$s' = s^q, \text{ hol } q = \frac{1}{p} = \psi(I), \text{ és } p = X(I, t)$$

helyettesítéssel élünk, úgy

$$s = I^q t$$

$$S = f(I^q t)$$

Ha tehát p és így q is állandó, úgy a latens sötétedés mértékéül úgy s mint s' szolgálhat. — q értékének meghatározása végett a lemezt egy tetszőleges i_1 intenzitású fényforrással t_1 másodpercig megvilágítjuk, azután az i_1 fényforrást tízszeres távolságba helyezve, a lemezre $i_2 = \frac{i_1}{100}$ intenzitású fény hat s így próbálgatás útján megkereshetjük azt a t_2 expozíció időt, mely előbbivel egyenlő sötétedést létesít. így nyilván:

$$t_1 \cdot i_1^q = t_2 \cdot i_2^q = t_2 \cdot \left(\frac{i_1}{100}\right)^q \dots \dots \dots \alpha)$$

honnan:

$$q = \frac{\log t_2 - \log t_1}{2}$$

q értéke az egyes lemezfajták szerint 1.03—1.28 között változik.

Ha q értéke ismeretes, egy változó csillag fényessége könnyen adódik $\alpha)$ alapján. Ha i_1 a változó, i_2 az összehasonlító csillag fényessége, t_1 és t_2 azon megvilágítás tartamok, melyek mellett egyenlő sötétedések jönnek létre, úgy $\alpha)$ -ból

$$i_1 = i_2 \cdot \left(\frac{t_2}{t_1}\right)^{1/q}$$

s így i_1 értéke kiszámítható. Természetes a dolog gyakorlati kivitele sokkal körülményesebb, de itt csak az elv megvilágításáról van szó.

* * *

Hogy a sötétedés törvényébe a csillagrend értékét bevi-
hessük, legyen m -mel a csillagrend, I -vel egy nulladrendű csillag
intenzitása jelölve, úgy a csillagrend értelmezése értelmében

$$m = -2,512 \log I$$

s így a latens sötétedés

$$s = I^q t = 2,512^{-q m} \cdot t.$$

Ha rövidség okaért

$$-2,5 \lg s = \sigma$$

-val jelöljük, hol σ csak más skála szerint mért sötétedés, úgy

$$\sigma = q \cdot m - 2,5 \log t.$$

Ha m_1 és m_2 csillagrenddel bíró csillagok t_1 és t_2 ugyanazon
 σ sötétedéshez vezetnek, úgy

$$q m_1 - 2,5 \log t_1 = q m_2 - 2,5 \log t_2,$$

és az

$$m_1 - m_2 = \frac{2,5}{q} \log \frac{t_1}{t_2} \quad \text{kifejezésből}$$

adódik a két csillag magnitúdójának különbsége, hol q -t vagy
ismeretes m_1 és m_2 értékekből meghatározzuk, vagy q -ra egy
középértéket veszünk és $\frac{2,5}{q}$ számbeli értékével állandóan dol-
gozunk. — Ha tehát m_1 ismeretes, m_2 értéke kiszámítható.

A gyakorlatban ezzel a módszerrel több csillag rendjét
meghatározni fölötté bonyolódott, majdnem kivihetetlen volna,
miután a megvilágítás tartamot úgy meghatározni, hogy az
egyes csillagok sötétedése egyenlő legyen, roppant hossza-
dalmas és fárasztó eljárás volna. A gyakorlatban a fotorefr-
raktor látmezejében lévő összes csillagokat egy lemezre
ugyanazon megvilágítás tartam mellett exponáljuk s csak
néhány csillagot vesszünk fel különböző expozíció idő
mellett a lemez állandóinak meghatározása céljából. A
különböző intenzitású csillagoknak különböző fokú sötétedések
fognak megfelelni, az egyes csillagok sötétedési fokainak
megállapítása végett tehát egy csillagnak különböző meg-
világítástartam mellett készült felvételeiből skálát kell készí-
tenünk. Ez a sötétedések fokozatait tartalmazva a felvett
lemezre való fektetés útján kikereshetjük rajta azt a söté-
tedési fokozatot, mely az egyes csillagok képei söté-
tedésének felel meg. Extrafokális felvételek esetén itt még
kisebb intenzitás különbségeket tudunk megállapítani, minő-
ket szabad szemmel némi gyakorlat után a közel egyenlő
fényű csillagok között észrevesszünk, s így ez az eljárás,
bár nem teljesen tökéletes, eléggé megbízható eredménye-

kekhez vezet. Később megismerkedni fogunk oly műszerekkel, melyekkel a feketedés fokának mérését exakt pontossággal végezhetjük. Az teljesen közömbös, vajjon ilyen skála egyes fokozatai milyen törvény szerint nőnek.

Vegyünk olyan skálalemezt, melyben a sötétedések fokozatai mértani haladvány szerint növvő expozíció idők mellett állitattak elő. A t_1, t_2, \dots, t_n expozíció idők geometriai haladványt képezve, a v -dik tag:

$$t_v = t_1 u^{v-1}$$

s az ehhez tartozó skálafokozat latens sötétedése az előzőek értelmében:

$$\vartheta_v = qm_1 - 2,5 \log t_1 - (v-1) 2,5 \log u$$

A skálalemezen keletkezett képek valódi sötétedéseit rendre 0, 1, 2, ... n -nel jelölve, a v -edik kép sötétedése nyilván

$$S_v = v-1$$

s így

$$\vartheta_v = qm_1 - 2,5 \log t_1 - S_v 2,5 \log u$$

tehát

$$S_v = - \frac{\vartheta_v}{2,5 \log u} + \frac{qm_1 - 2,5 \log t_1}{2,5 \log u}$$

Az itt szereplő állandókat egy állandóba összevonva és az indexeket elhagyva

$$S = c - b\vartheta$$

hol:

$$\frac{1}{b} = 2,5 \log u, \quad \frac{c}{b} = qm_1 - 2,5 \log t_1$$

A valódi sötétedés S a latenssel σ -val eszerint lineáris összefüggésben áll, azaz:

$$S = \varphi(\sigma) = c - b\sigma$$

Ez a kifejezés a sötétedési skálára vonatkozik. E skálával hasonlítjuk össze a lemez minden képét vagy becslés, vagy mérés által. Ha e lemezt ugyanabban a fürdőben hívjuk elő, melyben a skálalemezt hittuk elő, tehát teljesen azonos körülmények között kezeltük mint a skálalemezt, akkor az

$$S = \varphi(\sigma) = c - b\sigma$$

lineáris összefüggés erre a lemezre is érvényes és a sötétedés görbéje, mely e függvény mértani ábrázolása, egyenes vonal.

Ebben az esetben az előhívást normálisnak nevezzük Schwarzschild nyomán.

Ha $\sigma = qm - 2.5 \log t - t$ $\varphi(\sigma)$ -ba helyettesítjük és $\frac{1}{\log u}$ -t a -val jelöljük, úgy még:

$$S = \varphi(\sigma) = a \log t - bqm + c.$$

A gyakoribbi eset az, midőn az egyes égi felvételeket más- és más előhívóval kezeljük, tehát más módon is mint a skálalemezt. Ez esetben φ függvény alakja is más lesz, mint milyent a skálalemezre nyertünk. A függvény ezen alakját

$$\varphi(\sigma) = \mathcal{A} \varphi(\sigma)$$

-val jelölve, felvehetjük — mi a valóságnak meg is felel — hogy $\mathcal{A} \varphi(\sigma)$ is lineáris függvénye σ -nak. Irhatjuk tehát hogy:

$S = \varphi(\sigma) + \mathcal{A} \varphi(\sigma) = c - b\sigma + \gamma - \beta\sigma = -(b + \beta)\sigma + c + \gamma$
vagy σ -értékét behelyettesítve, $\beta = \mu b$ helyettesítéssel élve, s a lehetséges összevonásokat elvégezve, még

$$S = A \log t - Bm + C$$

hol:

$$A = \frac{1 + \mu}{\log u}, \quad B = \frac{1 + \mu}{2.5 \log u} q, \quad C = c + \gamma.$$

Ha tehát két vagy több ismert magnitudoval bíró csillagot ugyanarra a lemezre, melyre a többi csillagot felvettük, különböző expozíció idő mellett felvesszünk, meghatározhatjuk A , B , C állandókat s így a csillag magnitudoja:

$$m = \frac{1}{B} \{A \log t + C - S\}$$

Az egyes csillagokra S értékét meghatározva, magnitudojukat sorra kiszámíthatjuk.

Ha az összes csillagok felvétele egyenlő időig történik $t=1$ -nek véve, $\log t = 0$ és így

$$S = C - Bm;$$

két csillag magnitudoinak ismerete elegendő az állandók meghatározására s így m kiszámítható.

*

Ezekben kíváncsan röviden Schwarzschild alapvető kutatásait érinteni, megjegyezvén, hogy a Schwarzschild-féle vizsgálatokból levezetett elmélet az általánosság oly mértékévé

bír, hogy a fokális csillagképek átmérőire Charlier, Scheiner és másoknak levezetett interpolációs formulái speciális esetekként a Schwarzschild-féle összefüggésekből levezethetők, sőt ezekben az interpolációs formulákban p állandó volta impliciten ki van mondva s az ily módon kiszámított p -k Schwarzschild kísérleteiből találtakkal megegyezik.

A sötétedés alaptörvénye mint speciális esetet a Bunsen-Roscoe-féle reciprocitási törvényt is magában foglalja, melyet sokáig egyetemes érvényűnek tekintettek, s csak ujabban mutatták többen ki kísérleti úton, hogy e törvény csak korlátozott érvénnyel bír, mint ez a sötétedés törvényéből önként következik. Ha ugyanis az

$$i_1 t_1^p = i_2 t_2^p$$

összefüggésben $p=1$ -nek vesszük, akkor

$$i_1 t_1 = i_2 t_2$$

azaz egyenlő i -t szorzatoknak egyenlő sötétedések felelnek meg. E törvény tehát a valóságnak csak durva közelítése.

* *

A sötétedés törvényének egyéb érdekes alkalmazására e helyt már nem térhetünk ki, hanem célunknak megfelelően a fotografiai kutatásokhoz beszerzett műszerek ismertetésére térünk át.

B) Scheiner-féle univerzál-szenzitometer.*)

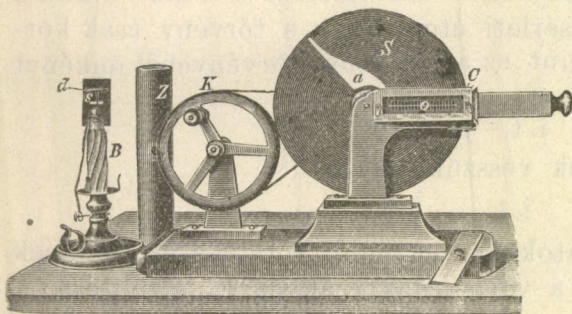
Szárazlemezek és egyáltalán fotografiai preparatumok használhatóságának megállapíthatása kiváló fontosságú úgy gyakorlati mint tudományos szempontból. A lemezek használható volta három tényezőtől függ; ezek: érzékenység, gradáció és fátyolképződés. A Bunsen-Roscoe-féle törvény értelmében fénymennyiségekből (I) és expozíció időkből (t) képezett egyenlő szorzatok egyenlő fotografiai hatást idéznek elő, minél nagyobb tehát az intenzitás, annál kisebb az expozíció idő; állandó t mellett a lemez érzékenységét az a legkisebb fénymennyiség definiálja, mely a lemezen még észrevehető fotografiai hatást előidézni képes.

A lemez érzékenysége meghatározásánál e szerint fényugaraknak teljesen ismert progreszió értelmében növekedő

*) Dr. J. Scheiner: Ein Universal-Sensitometer.
Zeitschrift für Instrumentenkunde 14-ik kötet (1894.)

skála szerint kell hatniok a fényérzékeny rétegre. E követelménynek a kivágással bíró forgó korongok felelnek meg. Ezeknek legjobb variánsa Eder vizsgálatai szerint a Scheiner-féle univerzál-szenzitometer.

A Scheiner-féle univerzál-szenzitometer kisebb modellje az „a” kivágással bíró S forgatható korongból áll, mely K lendítő kerékkel az 1. ábrában látható zsinoráttétel segítségével gyors forgásba hozható. A korong mögött van a megvizsgá-



1. ábra

landó lemez elhelyezésére szolgáló C kazetta, melynek berendezése következő. A kazetta zárója mögött egy mástól egyenlő távolságnyra levő 20 négyszögalakú nyílással bíró fémlemez van, melyre az e nyílásokat keresz-

tező átlátszatlan vonással ellátott vékony zselatin lemez következik, melyre a husz nyílás számozása is van rávésve. Fényforrása a B benzínlámpa szolgál, mely egyenlő és állandó lángmagasság előállítására „d” drótgöyűből készült diopterrel van felszerelve. Hogy a láng magasságának csekély ingadozásai és az ezzel járó intenzitás változásai lehetőleg hatástalanok maradjanak, nem az egész lángot, hanem ennek csak az „s” kis részből kisugárzó részét használjuk fényforrásul. A lámpa meggyújtása után ezt a Z vörös hengerrel leföldjük, a keletkező légáram folytán a láng intenzívebben ég. A henger kör alakú nyílásából, a fénysugarak a szenzitometerlemezre esnek, ha a lámpát a skálával szemben elhelyezzük. A lámpát a lemeztől 1 méternyi távolságra állítjuk fel; e távolság a lámpát és szenzitometert összekötő lánc által adott.

Fényforrásul legalkalmasabb volna oly fény, melynek spektrális összetétele a Napéhoz hasonló. Mivel a napsugarak spektrális összetétele a légkör folytonos változása folytán változó, e követelménynek szigorúan eleget nem tehetünk. Ugyan elő tudunk állítani a Napéhoz közel hasonló spektrális

összetételű fényforrást, de ennek előállítása oly körülményes volna, hogy alig vehetnők hasznát mivel a szenzitometrikus mérések könnyen előállítható és kényelmesen kezelhető fényforrást kívánnak. — Gyakorlati szempontból normálfényforrásul a Hefner-féle amylacetat lámpát használjuk, vagy mivel a Scheiner-féle benzinyertya spektrális összetétele hasonló előbbiéhez, a Scheiner-féle lámpát használjuk. A két lámpával nyert adatok könnyen redukálhatók egymásra.*)

A fényeloszlásának törvényszerűsége a korong kivágásának nyílásától függ, még pedig szektoralakú kivágás esetén a korongra eső fény I intenzitása a kivágás nyílásának a korong kerületéhez való viszonya szerint gyengül, tehát a nyílásból kilépő fény intenzitása:

$$I_0 = I \frac{\alpha^2}{360^\circ},$$

ha α -val jelöljük a szektoralakú kivágás nyílását. Ha a kivágás nem szektoralakú, úgy a fény intenzitásának csökkenése többé nem így egyszerű törvény szerint történik, hanem az intenzitás-csökkenés függvénye azon pont helyzetének, melynél a fény a korongon áthalad.

Scheiner kísérleti úton olyan kivágást alkalmazott, hogy a korong sugarának minden helyén egy adott távolságnak állandó intenzitás viszony feleljen meg. Ha tehát l az a kivágás hossza, mely a kívánt intenzitás intervallumot adja, n a sugár egymástól egyenlő távolságnyra levő pontjainak száma, amelyeken áthaladó fény intenzitásának viszonya állandó legyen, akkor

$$n \log \Delta = \log l,$$

hol Δ az állandó intenzitás viszony. Minthogy $l = 100$ -nak van véve s az intenzitás skála l -től 20 -ig van számozva $n=19$ és így $\Delta = 1,27$ (pontosabban $\frac{19}{\sqrt{100}}$). Az egyes számú négyszögalakú mező így a 20 -as számúra eső fénynek csak századrészét kapja, a közbeeső mezőknél a fény mezőről-mezőre $1:1,27$ arányban csökken. Az egyes mezőknek megfelelő intenzitást a következő tábla adja.

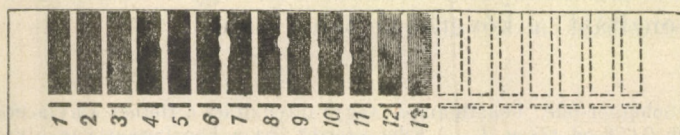
*) A Scheiner-féle benzínlámpa vegyi intenzitása a Hefner amylacetat-lámpa fényességének $0,076$ -od része ($I_{13,2}$). Éder szerint, ha a benzinyertyát olyan petroleum benzinnel tápláljuk, melynek sűrűsége 15°C -nél $0,704$.

A mező		A mező	
száma	intenzitása	száma	intenzitása
1	1.00	11	11.3
2	1.27	12	14.4
3	1.62	13	18.3
4	2.07	14	23.4
5	2.64	15	29.8
6	3.36	16	37.9
7	4.28	17	48.3
8	5.45	18	61.6
9	6.95	19	78.5
10	8.86	20	100.0

Az érzékenység fokát feltüntető szám megállapítása végett a lefixált és szárított lemezeket rétegoldalukkal vékony fehér papírra nyomjuk, miáltal a mezők sötétedés különbsége jobban szembetűnik s a gyöngébb sűrűségeket is jobban észrevesszük; erősebb sötétedéseknél a lemezt a napfény felé fordítjuk.

Úgy a lámpának a szenzitometertől való távolsága, mint a korong kivágásának és az s rés alakja úgy van megválasztva, hogy egy percnyi expozíció idő mellett közepes érzékenységgel bíró lemezek esetén a skálalemez középső mezői, érzéketlen lemezeknél az első mezők e fény hatására reagáljanak, a legérzékenyebb lemezeknél pedig az utolsó mezők még nem éretnek el.

A benzínlámpa távolsága 1 m., a fordulatok száma 400-tól 800-ig terjed percenként, ha a lendítő kereket másodpercenként egyszer—kétszer körülforgatjuk. — Ha erősebb sötétedések előállításáról van szó, a benzínlámpát $\frac{1}{3}$ méterrel (pontosabban $\frac{1}{2}$ 94 méterrel) közelebb toljuk; ez esetben a 10-es számú mező sötétedése a normál elrendezés 1-ső számú mezejének felel meg. — A lemez fokozatos sötétedését a 2) alatti ábra mutatja.



2. ábra.

A Scheiner-féle univerzál szenzitometer lemezek érzékenységének, az expozíció időnek a fény intenzitásához való viszonyának, különböző előhívási módoknak a képek erősségére való befolyásának, különböző fényforrások vegyi intenzitásának meghatározására szolgál.

*

Mint említve volt, valamely szárazlemez használhatósága nemcsak érzékenységétől, hanem gradáció képességétől is függ, sőt a fátyolképződés is befolyással van a lemez használható voltára.

A lemez gradáció képessége alatt a fény és árnyék árnyalatainak helyes visszatükrözését értjük. Egy lemez akkor mutat helyes gradációt, ha az egyes helyein átbocsátott fényintenzitások egymáshoz való viszonya közelítőleg egyenlő a felvett tárgy megfelelő helyei megvilágítása viszonyához. A lemez gradáció képessége függ a lemez küszöbértékétől*) (a lemezen a legkisebb észrevehető hatást előidéző fénymenyiségtől), továbbá növekedő fényintenzitás mellett a sötétedés mikénti növekedésétől.

A lemez fátyola alatt érzékeny rétege ezüstjének azon lecsapódását értjük, mely a lemez nem exponált részében az előhívó hatása alatt fellép. A legérzékenyebb brómezüst zselatin lemezek csekély fátyolt majdnem mind mutatnak, de ez a fátyol csak akkor kártékony, ha erősebb.

Ugy a sötétedés mint a fátyolképződés foka függ az előhívó anyagától, hőmérsékletétől s az előhívás tartamától. A lemez annál sötétebb, minél kevesebb fényt bocsát át, azaz minél több ezüst csapódik le a lemez érzékeny rétegének terület egységére. **) A lecsapódott fémezüst mennyiségétől függvén a sötétedés foka, az ezüstmennyiség analitikai meghatározásából is megállapítható volna a sötétedés értéke, de rendszeren a lemezre eső és az általa átbocsátott fény intenzitásának viszonyából határozzuk meg a sötétedés fokát.

Az idevonatkozó elméletet röviden összeállítva a következőkben közöljük a mérés keresztülvitelére beszerzett két műszer leírásával.

*) A küszöbértéket és az érzékenységet Hefner lámpa egységeiben fejezzük ki. [HMS. (Hefner, meter, secundum.)]

**) Itt tekintetbe veendő még a lecsapódott ezüst molekuláris állapota, szemcséinek nagysága és száma.

C) A brómezüstlemez sötétedésének meghatározása.

Ha I a lemezre eső, I_0 az átbocsátott fény intenzitása, n pedig az a tényező, mely mutatja, hogy adott ezüstmennyiség mily arányban csökkenti I -t, úgy nyilván:

$$\frac{I}{n} = I_0,$$

vagy

$$\frac{I}{I_0} = n.$$

D -szeres ezüstmennyiség esetén az átbocsátott fény intenzitása:

$$I_0 = \frac{I}{n^D},$$

tehát:

$$\frac{I}{I_0} = n^D$$

$\frac{I}{I_0}$ hányados, mint a fizikából ismeretes, az extinkció reciprok értéke ($= \frac{1}{E}$). Hurter és Driffeld nyomán „ n ” a réteg átlátszatlansága, (opacitása). A lecsapódott ezüstmennyiség mindig úgy határozható meg, hogy legyen $u = e$ -vel, hol e a természetes logaritmusok bázisa, azaz $e = 2,71828 \dots$ ez esetben:

$$\frac{I}{I_0} = I^D$$

s így D a lecsapódott ezüst mennyiségével arányos. D -t a fotográfiai lemezek sűrűségének mondjuk.

E definíció értelmében a lemez sűrűsége vagy sötétedése a lemez fényátbocsátó képességének logaritmusa. Gyakorlati szempontból előnyösebbnek mutatkozott a természetes logaritmus alkalmazása, miért is Eder a sötétedést

$$\frac{I}{I_0} = 10^S$$

egyenlettel értelmezi és S -et tekinti a sötétedés gyakorlati mértékéül. D és S közötti összefüggés

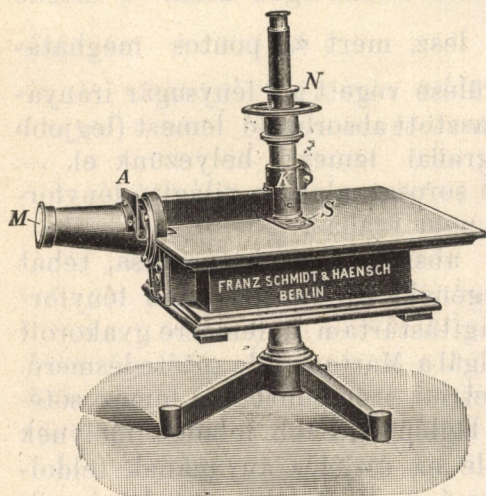
$$S = D \log e = 0,4343 \cdot D.$$

egyenlet szolgáltatja.

$\frac{I}{I_0}$ értékének meghatározása végett a sokféle készülék közül a

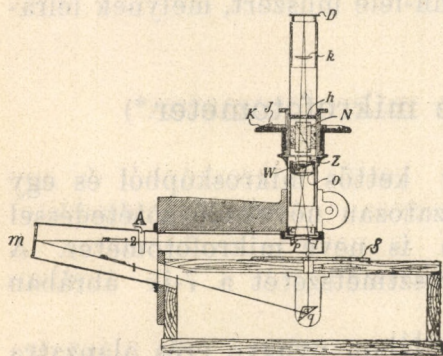
D) Martens-féle sötétedésmérő-t

használjuk, melynek alkalmazásánál ugyanazon fényforrás két fényyalábjának intenzitását, melyek közül egyik a megvizsgálandó lemezen halad át, a polarizáció elve alapján hasonlítjuk össze. A 3-dik ábra a műszert, a 4-ik ábra a műszer belső berendezését mutatja.



3. ábra.

c nyíláson lép be a fotometerbe, s ily módon megvilágítja Z ikerprizma 1 és 2-vel jelölt két mezejét.



4. ábra.

helyezzük, i nyílásba csak I_0 intenzitású fény lép be, melynek értéke:

Az m tejüveg-lemez elé állított világító fényforrás (Auerégő, izzólámpa) egyik sugárnyalábjája (1-el jelölt) q prizmáról reflektálódva, áthalad a megvizsgálandó lemezen S-n és az l lencsén, mely a sugarakat konvergenssé teszi; i nyíláson belép a tulajdonképeni fotometerbe. A világító fényforrás 2-vel jelölt sugara p prizmán reflektálódva (ennek átfogós felülete be van ezüstözve), l lencsén át

Az N analizáló nikol forgatása által az ikerprizma két mezejének egyenlő megvilágítását állítjuk elő. A nikol elforgatásának szögértékét k körosztáson I index segítségével leolvassuk.

Az i nyíláson átlépő fény intenzitása Malus törvénye értelmében

$$I = c \cotg^2 \alpha$$

formulából adódik; ha a P lemezt a fénysugár irányába

$$I_0 = c \cotg^2 \alpha_0$$

s így:

$$\frac{I}{I_0} = \frac{\tg^2 \alpha_0}{\tg^2 \alpha},$$

hol α mindig azt a szöget jelenti, mellyel az analizáló nikolt elforgatjuk, hogy az elsötétült 1-es mező egyenlő intenzitású legyen a 2-es mezővel. Ha I_0 értéke igen kicsi, α_0 értéke közel 90° , s így $\frac{I}{I_0}$ értéke hibás lesz, mert α_0 pontos meghatározása lehetetlen. Ennek elkerülése végett a 2 fénysugár irányában A-nál egy alkalmasan választott absorbeáló lemezt (legjobb kellő sötétedéssel bíró fotografiai lemezt) helyezünk el. — Természetes, hogy egy mérési sorozat alatt a világító fényforrás helyzetét megváltoztatni nem szabad.

A sötétedés értékének abszolút meghatározása, tehát egyúttal a lemez érzékenységének, különböző színű fényforrások, fényerősség és megvilágítástartam a lemezre gyakorolt hatásának megállapítására szolgál a Martens-féle sötétedésmérő.

Miután fotografiai-fotometriai szempontból a lemez sötétedésének meghatározása a leglényegesebb feladat, melynek megbízható és gyors kivitele az észlelés anyagának feldolgozása érdekében nagy fontosságú, Hartmann potsdami csillagász olyan sötétedésmérőt szerkesztett, mellyel a sok időt igénylő és fárasztó abszolút meghatározásokat elkerülhetni s mely amellet ép oly pontos eredményeket szolgáltat, mint maga az abszolút módszer. A fotografiai-fotometriai kutatásokhoz mi is beszereztük a Hartmann-féle műszert, melynek leírását a következőkben adjuk.

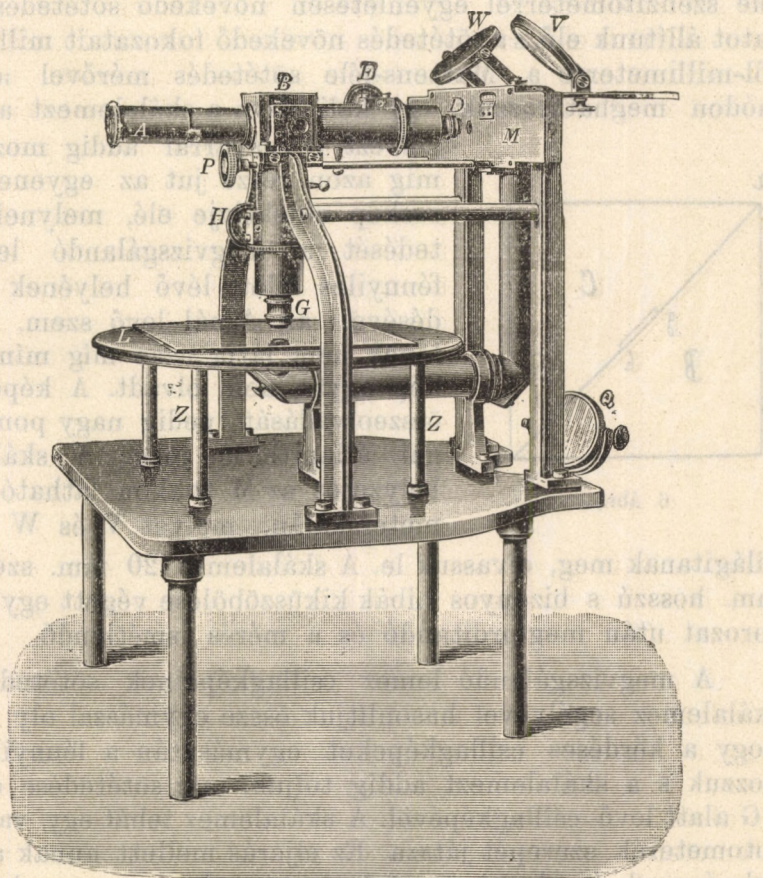
E) A Hartmann-féle mikrofotometer.*)

Lényegében véve ez egy kettős mikroskópból és egy ékfotometerként használt fokozatosan növekedő sötétedéssel bíró normálskálából áll; innen is neve mikrofotometer. A műszert az 5-dik ábrában, keresztmetszetét a 7-ik ábrában mutatjuk be.

Egy vízszintesen álló, négy lábon nyugvó erős alapzatra van szerelve az egész készülék. A kettős mikroskóp A B G

*) Dr I Hartmann: Apparat und Methode zur photographischen Messungen der Flächenhelligkeit. Zeitschrift für Instrumentenkunde. 19 kötet (1899). — Ein Apparat zur exacten Vergleichung der Schwärzung photographischer Platten. Jahrbuch für Photographie und Reproductionstechnik für 1899.

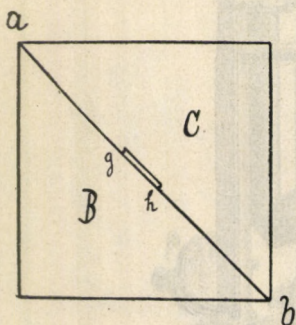
törött és A B D egyenes mikroskópokból áll, melyeknek közös okulárja A, melyből a B-ben levő Lummer — Brodhun-féle kocka bázisán úgy a G, mint a D objektívek által előállított két képet egyidejűleg egymás mellett láthatjuk. E kocka két, bázisukkal összeragasztott prizma. Az egyik alapját összeragasztás előtt kimélyítik, vagy beezüstözik s így a fény-sugarak egyik prizmából a másikba gh-val jelölt helyet kivéve, melyről reflektáltatnak, akadálytalanul átmehetnek.



5. ábra

(6-dik ábra) A G objektív elé helyezett tárgy e szerint a Lummer-Brodhun-féle kocka gh tükrében, a D előtt lévő pedig a kocka bázisán e tükrök körül fog látszani. Az egyik objektív elé a megvizsgálandó lemezt, amásik elé a normálskálát helyezve a megvizsgálandó lemez sötétedése a skálához való összehasonlítás útján pontosan meghatározható.

A megvizsgálandó lemez elhelyezésére szolgál a Z lábakon álló, kör alakú, 25 cm. átmérővel bíró asztalka, melynek felső felülete fekete matt ebonit lemez. Ez asztalka közepén a G mikroszkop objektívje előtt kör alakú nyílás (fénnyílás) van. A skálalemez M tokkban P csavarral mozgatható szárnra van erősítve. A skálalemezt mindig abból a lemezajtából állítjuk elő, melyet az égi felvételekre használtunk. Rajta a Scheiner-féle szenzitometerrel egyenletesen növekedő sötétedési sorozatot állítunk elő, s a sötétedés növekedő fokozatait milliméterről-milliméterre a Martens-féle sötétedés mérővel abszolút módon meghatározzuk. Így kalibrálva a skálalemezt a mérés-



6. ábra.

nél ezt P csavarral addig mozgatjuk, míg azon része jut az egyenes mikroszkop objektívje elé, melynek sötétedését a megvizsgálandó lemez a fénnyílás fölött lévő helyének sötétedésével az A-nál levő szem, egyenlőnek nem látja azaz míg mind a két kép egybe nem olvadt. A képek ezen összeolvadását pedig nagy pontossággal állapítható meg. A skálalemez helyzetét az M tokkon látható millimeterskálán, melyet V és W tükrök

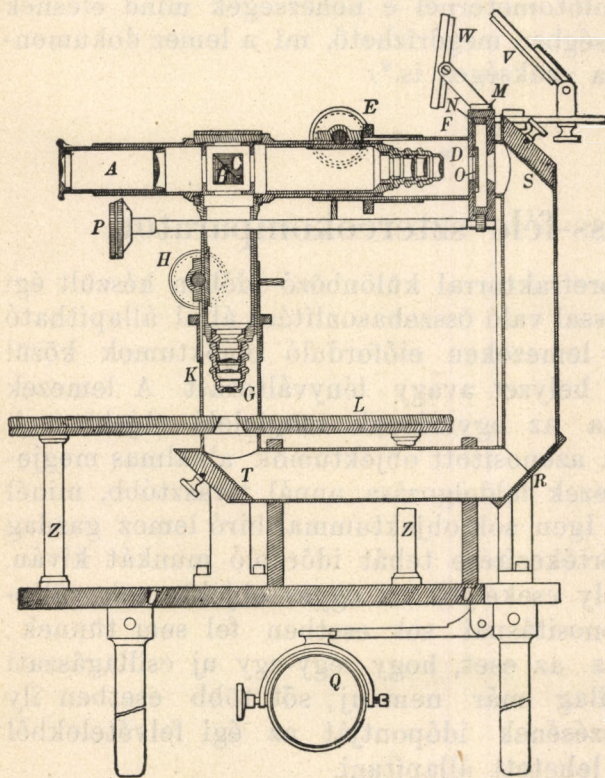
világítanak meg, olvassuk le. A skálalemez 20 mm. széles, 90 mm. hosszú s bizonyos hibák kiküszöbölése végett egy mérési sorozat után megfordítandó és a mérés ismétlődő.

A megvizsgálandó lemez csillagképeinek sötétedéseit a skálalemez segítségével hasonlítjuk össze egymással oly módon, hogy a kérdéses csillagképeket egymásután a fénnyílás fölé hozzuk s a skálalemezt addig toljuk, míg sötétedése egyenlő a G alatt levő csillagképével. A skálalemez tehát egy valóságos fotometerék szerepét játsza. Ez eljárás mellett annak a követelménynek is eleget teszünk, hogy a lemez egyes képeinek sötétedését teljesen azonos körülmények között határozzuk meg. — Tán fölösleges megjegyeznünk, hogy úgy a skálalemez, mint a megvizsgálandó lemez rétegoldala az objektívek felé fordultak.

Természetesen úgy a fotometerék, mint a megvizsgálandó lemez egyenletes megvilágításáról gondoskodva van. A Q tükröt úgy állítjuk, hogy a róla visszavert sugarak R tej-

üveglemezre merőlegesen essenek, melyből 45° -nyi szög alatt kilépve T és S tükrökről újra visszaveretve, a két fotografiai lemezt teljesen azonos körülmények között világítják meg s így a világító fényforrás intenzitásának esetleges változásai a mérés pontosságára befolyással nem lehet. Napfény helyett mesterséges fényforrást is használhatunk, feltéve, hogy gondoskodva van arról, hogy a sugarak iránya az R tejüveglemezre merőleges legyen. — Minden idegen fény elkerülése végett R-től a fénysugarak teljesen zárt térben haladnak a lemezekig, G és D objektivek pedig hengeralakú hüvelyekkel

vannak körülveve, melyek a lemezekig letolhatók s így a fénysugarak a világító Q tükrötől A okulár végig teljesen zárt térben haladnak.



7. ábra.

Az ábrákban látható E és H csavarok a mikroszkópok beállító csavarjai, melyeknek segítségével a két lemez képeit pontosan a kocka bázisára hozzuk. Hogy a megvizsgálandó lemezen könnyebben tájékozódjunk, a Lummer - Brodhun - féle kocka egy ütközőig könnyen oldaltolható, helyébe egyszerű reflexprizma

lép, mely a lemez nagyobb részét engedi áttekinteni, mint minőt a kocka enged. Ez által a lemezen való tájékozódás igen biztosan történhetik, mi kivált olyankor fontos, mikor a lemez meghatározandó sötétedése más sötétedések között van mint pl. a holdfelület egyes helyei fényességének meghatározásánál.

Gyakorlati előnye a mikrofotometernek, hogy a megvizsgálandó lemez egyes helyei teljesen izolálhatók egymástól, s külön-külön hasonlíthatók össze egymással. A régebbi eljárásnál a lemezt feldarabolják s a skálalemezt a megvizsgálandó lemezre fektetve kikeresik rajta a megfelelő sötétedést. A mellett, hogy ez az eljárás bizonyos fokig bizonytalan még az a körülmény is megnehezíti a sötétedések egyenlő voltának becslését, hogy a kérdéses hely sokszor más fokozatú sötétedésekkel van körülvéve, a mikor is bizonyos optikai tűnemények föllépte a megvizsgálandó hely és a skálalemez sötétedése egyenlő voltának megállapítását lehetetlenné teszik. A Hartmann-féle mikrofotomternél e nehézségek mind elesnek s a lemez teljes épségben megőrizhető, mi a lemez dokumentális jellegénél fogva szükséges is.*)

* *

F) A Zeiss-féle sztereokomparator.

Ugyanazon fotorefraktorral különböző időben készült égi felvételeknek egymással való összehasonlítása által állapítható csak meg, vajjon a lemezeken előforduló objektumok közül valamelyik mutat-e helyzet avagy fényváltozást. A lemezek ezen összehasonlítása az egymásnak megfelelő objektumok azonosításából és az azonosított objektumok alkalmas megjelöléséből áll. A lemezek feldolgozása annál fárasztóbb, minél gazdagabb a lemez. Igen sok objektummal bíró lemez gazdag anyagalmazának értékesítése tehát időrabló munkát kíván. E mellett sokszor oly csekélyek az egyes objektumok változásai, hogy az azonosításnál sok esetben fel sem tűnnek; hiszen nem ritka az az eset, hogy egy-egy új csillagászati felfedezés fotografailag már nem új; sőt több esetben ily esemény bekövetkezésének időpontját az égi felvételekből visszamenőleg meg lehetett állapítani.

Igen természetes, hogy midőn a csillagászati fényképezés, az asztrofotografia segélyével egyes kutatók nagyon gazdag anyaggyűjteményhez aránylag rövid időn belül jutottak, arra

*) A Scheiner-féle univerzál szenzitometert és a Hartmann-féle mikrofotometert Ottó Toepfer & Sohn potsdami mechanikus műhelyében, a Martens-féle sötétedésmérő Schmidt Haensch berlini mechanikus műhelyében a legprecízebb kivitelben készült.

is törekedtek, hogy a lemezek feldolgozásának munkáját gyorsítsák és megkönnyítsék, a feldolgozás biztosságát és pontosságát pedig fokozzák. A csillagászati folyóiratok hasábjain e célt szolgálni akaró több műszer ismertetését találjuk. Mellőzve az első, kevés sikert felmutató kísérletek felsorolását, csak Wolf Miksának, a heidelbergi csillagász kísérleteinek említésére szorítkozom, ki hazánkfiával, Lénárd Fülöppel együtt már 1895. előtt a sztereoszkópikus látás elvét használta fel a lemezek összehasonlítására.

Wolf és Lénárd kísérletei a lemezek feldolgozására szolgáló készülékek szerkesztésére döntő és irányító befolyással lettek, a mennyiben általuk kitűnt, hogy a sztereoszkópikus fődésbe hozott lemezek azonos objektumai egy képpé, egy benyomássá egyesülvén, az egyik lemezen előforduló bármely eltérés megszünteti a sztereoszkópikus hatást, a kép síkjából mintegy kiugrik s így azonnal szembeötlik.

Az eszme gyakorlati kivitele nehézségekbe nem ütközött. A jenai Zeiss-gyár egyik tagja, dr. Pulfrich, Wolf és Lénárd kísérleteit megelőzőleg igen nagy sikerrel foglalkozott a sztereoszkópikus látáson alapuló készülékek szerkesztésével s ezeknek tökéletesítésével. E készülékek tökéletesítése azután a lemezek összehasonlítására és tanulmányozására szolgáló műszerhez, a sztereokomparator konstruálásához vezetett. Hogy elvét könnyebben megérthessük, a történeti fejlődésútját fogjuk követni s így röviden ki fogunk terjeszkedni a Zeiss-féle relief-távcső és a sztereotelemeter ismertetésére, mint olyan műszerekre, melyekből a sztereokomparator fejlődött ki.

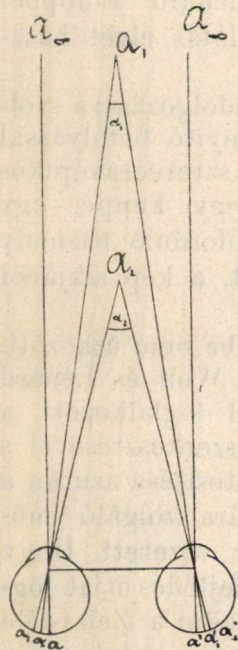
* * *

Ismert tény, hogy a tárgyak térbeli mibenlétének helyes felfogására a két szemmel való látás képesít. Mindegyik szemmel külön-külön nézve valamely tárgyat, egymástól többé-kevésbé eltérő két kép jön létre, melyek a két szemmel való egyidejű használatánál egy képpé, egy benyomássá összeolvadván, a térbeliség mibenvoltának helyes megértésére, a tárgyak térbeli elrendezésének felfogására vezet és így minket a tárgyak távolságának megítélésére képesít, a mennyiben a tőlünk különböző távolságnyra levő tárgyakat a térben egymás mögött elhelyezve látjuk, míg egy szem használatánál egyenlő távolságnyra látszanak. Ezt a jelenséget nevezzük sztereoszkópikus látásnak. Ugyanis végtelenben vagy

tőlünk igen nagy távolságban levő tárgyról jövő fénysugarak szemeinkbe egyenközüen lépnek s a tárgynak megfelelő két kép a és a' a két ideghártya azonos helyein keletkezik. Hozzánk közelebb fekvő A_1 tárgy képei a_1 és a'_1 szimmetrikus helyzetű szemek esetében a két ideghártya különböző helyeire

(a tükörkép helyeire) esnek. A két kép helyzetének e különbsége idézi elő azt a benyomást, mely minket annak megítélésére képesít, hogy A_1 közelebb van hozzánk A-nál. Valamely A_2 helyzetű A_1 -nél közelebb tárgy képei a_2 és a'_2 az ideghártya még szélsőbb helyein keletkeznek.

Szóval az egymás levő tárgyakat, mivel képeik nem esnek a két ideghártya megfelelő helyeire, különböző mélységben látjuk. Végtelen távol lévő tárgy esetén a szemtengelyek egyenközüek, a többi esetben konvergensek. A konvergencia szöge a szemtávolság parallaxisa, melynek értéke függ a tárgy távolságától és a szemtávolság értékétől.

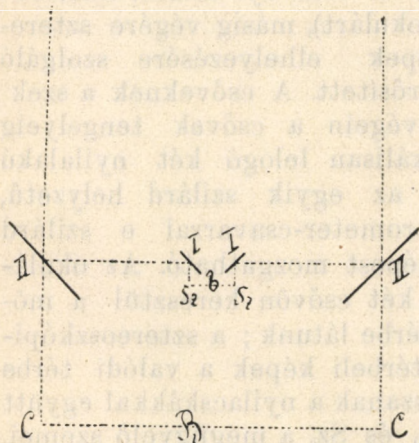


8. ábra.

Pulfrich által végzett fiziologiai kísérletek azt mutatják, hogy a szemtávolság parallaxisának értékében fellépő 30"-nyi változások (ellentétben a Helmholtz-féle 1"-nyi értékkel) a távolságkülönbség észreveszésének alsó határa; míg tehát

$\alpha_2 - \alpha_1 = \pi$ közel egyenlő 30", vagy nagyobb 30"-nél, A_2 -t A_1 -nél közelebb látjuk. Természetes, hogy e határ egyénenként változik. Gyengült látóképességgel bíró vagy oly egyének, kik foglalkozásuk folytán szokva vannak csak egyik szemüket használni, a mélységkülönbségek megítélésére csekély érzékük van, minthogy egyik szemüket önkénytelenül kikapcsolják; míg ellenben fiatalabb egyének, kiknek látóképessége még nem csökkent, 10"-nyi parallaxisnak megfelelő mélységkülönbségeket is vesznek észre. — A szemtengelyek távolsága egyénenként 58—72 millimeter között változik. Közepes szemtávolságnál (68 mm.) a sztereoszkópikus látókör sugara 450 méter, vagyis a szemtávolságnak mintegy 7000-szerese. E sugáron belül a tárgyak térbeli elrendezését észrevevesszük, míg e távolságon túl levő tárgyak perspektív helyzetű képként tűnnek fel előttünk, tehát síkban látszanak lenni.

A sztereoszkópikus látókör terjedelmét vagy a szem látóképességének fokozása által ikertávcsővek (színházi látcsővek) alkalmazásával, vagy a sztereoszkópikus látás bázisvonalának, a szemtávolságnak növesztése által növelhetjük. Így ötszörösen nagyító színházi látcső a sztereoszkópikus látókör sugarát 2000-2500 méterre emeli. — A szemtávolság növelésének módját a Helmholtz-féle telesztereoszkópnál látjuk,



9. ábra.

mely lényében véve a 9-ik ábra szerint elrendezett négy tükörből áll. Az észlelő I—I tükörre néz s az ezekről reflektált sugarakat úgy látja, mintha szemei C—C egymástól B távolságnyra lévő pontokban volnának elhelyezve; a sztereoszkópikus látás bázisa $\frac{B}{b}$ arányban növeltetett.

Ha pl. $b=68$ mm $B=680$ mm. akkor a sztereoszkópikus látás terjedelme a szabad szeménél 10-szerre nagyobb, vagyis $4\frac{1}{2}$ kilometer. A

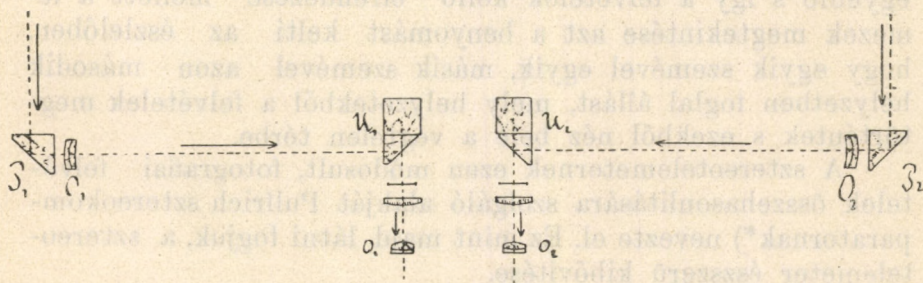
Zeiss-féle relievtávcső az ikertávcső és telesztereoszkóp kombinációja, csak tükrök helyett prizmák vannak. Ezeknél már az u n. teljes plasztika vagyis a távcső v nagyításának a bázisarányával képezett szorzat $v \cdot \frac{B}{b}$ szerepel.

E teljes plasztika tehát azt a számot jelenti, mely megmutatja, hogy miként fokozódik e szerkezet által a mélységkülönbségek észrevéve. Ha $v=5$ és $\frac{B}{b}=10$, a teljes plasztika 50; a sztereoszkópikus látás terjedelme 50-szörös plasztika mellett 22—23 kilometer. De míg szabad szem esetén a parallaktikus iránykülönbségek még észrevehető legkisebb értéke $30''$, addig az 50-szörös plasztikával bíró Zeiss-féle relievtávcsővel még $\left(\frac{3}{5}\right)''$ -nyi értékű mélységkülönbségek is észrevehetők.

A Zeiss-féle relievtávcsövet követte a sztereoszkópikus távolságmérő, a sztereotelemeter. Elve azon a fentebb emlí-

A sztereoszkópikus látáson alapuló ezen mérési elv a mozgó indexek elve. A Pulfrich-féle sztereotelemeternél*) mozgó nyilak helyett a szilárd helyzetű jegyek sorozata oly módon van elhelyezve, hogy egymástól perspektivice távolódva minden index egy-egy meghatározott távolságnak felel meg. Mérésnél csak azt kell figyelembe venni, hogy melyik index esik össze a kérdéses tárggyal. Az index mellé írt szám adja a keresett távolságot.

A sztereotelemeter szerkezeti rajzát adja a 11. ábra. A tárgyról jövő sugarak a nyilak irányában P_1 és P_2 prizmákon át O_1 O_2 távcsőobjektívekre esnek, melyekből az U_1 és U_2 Porro-féle prizmákon történt háromszoros visszaverődés után o_1 és o_2 okulárokba, illetve az Sz_1 és Sz_2 sze-



11. ábra.

mekbe jutnak. Az okulárok egymástól távolsága vagyis a szem-távolság az észlelő szemeinek helyzetéhez képest változtatható.

Zeissék a sztereotelemetert három nagyságban állítják elő. A három alaknál a bázisvonal 50, 87 és 144 cm, s ennek megfelelően az első alak 75 métertől 3000 méterig, a második 300—5000, a harmadik 700 métertől 10.000 méterig terjedő távolságokat öleli fel.

* * *

Nagy távolság sztereoszkópikus átnézéséhez nagyobb bázisvonallal bíró teleszttereometer szükséges. Ha az ég jelen-

*, Bővebben lásd Physikalische Zeitschrift Band I. C. Pulfrich „Über den von der Firma Carl Zeiss hergestellten stereoskopischen Entfernungsmesser“ — Ha E kifejezésében π a kettős távcső bázisát, l az objektív fokustávolságát és d az E távolsághoz tartozó parallaxikus különbséget jelenti és ha e három mennyiséget rendre B, F és a-val jelöljük, akkor $E = \frac{BF}{a}$ kifejezéshez jutunk, mely Pulfrich-nak itt említett értekezésében szereplő formulájával teljesen azonos.

ségeinek sztereoszkópikus tanulmányozására óhajtanók a sztereotelemetert fordítani, óriási bázisvonalra volna szükségünk. A sztereotelemeternak nagyobb távolságokra való gyakorlati alkalmazhatóságának a bázisvonalnak gyakorlatilag még használható legnagyobb előállítható hossza szab határt.

De ha fotografiai felvételeket hasonlítunk egymással sztereoszkópice össze, akkor mi sem áll utjában annak, hogy a sztereoszkópikus látás bázisvonalát több millió kilométernyire terjesszük ki s ily módon a sztereotelemetert a csillagos ég sztereoszkópikus tanulmányozására fordítsuk. Így ha ugyanazon égi objektum félévi időközökben készült felvételeit hasonlítjuk össze a sztereoszkópikus mikroszkop alatt, a sztereoszkópikus látás bázisvonala a földpálya két átellenes pontjának távolával, tehát mintegy 40 millió mérfölddel egyenlő s így a felvételek kellő elrendezése mellett a lemezek megtekintése azt a benyomást kelti az észlelőben, hogy egyik szemével egyik, másik szemével azon második helyzetben foglal állást, mely helyzetekből a felvételek megtörténtek s ezekből néz bele a végtelen térbe.

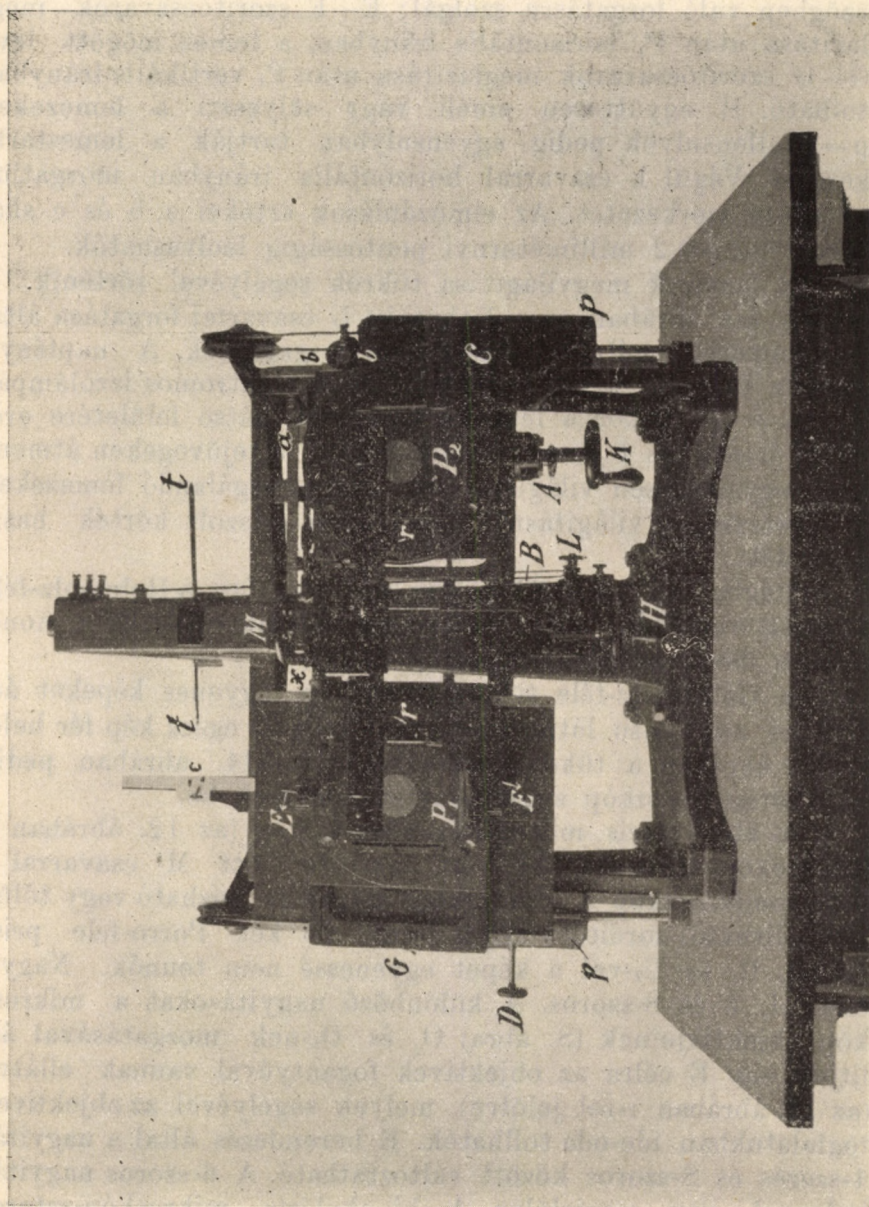
A sztereotelemeternak ezen módosult, fotografiai felvételek összehasonlítására szolgáló alakját Pulfrich sztereokomparatornak*) nevezte el. Ez mint majd látni fogjuk, a sztereotelemeter észszerű kibővítése.

* * *

A sztereokomparator szerkezete a 12. ábrából látható. A két összehasonlítandó lemez P_1 és P_2 két egyenlő magasságban levő keretre erősítetik. E keretek szánokban úgy mozognak, hogy mindegyik lemez a maga síkjában két egymásra merőleges irányban mozgatható, mindegyik pozíció szögben forgatható, a jobb oldali pedig még normálisa mentén előre és hátra tolható; a lemezek tehát mindig sztereoszkópikus fődésbe hozhatók. Azonkívül a lemezpár együttesen vertikálisan és horizontális irányban mozgathatók, s így a lemez különböző részei hozhatók a binokuláris sztereomikroszkóp látmezejébe.

A lemezek e mozgására szolgálnak a következő csavarok. A a jobboldali lemezt vertikális, B a jobboldali lemezt horizontális irányban mozgatja; C pedig normálisa mentén

*) A sztereokomparatorra vonatkozó irodalom a Zeiss cég prospektusaiban, továbbá Dr. Pulfrichnek a Zeitschrift für Instrumentenkunde — újabb köteteiben



12. ábra.

emeli vagy süllyeszti P_2 -t; pozíció szögben pedig szabad kézzel forgatható P_2 tartója. D a baloldali lemeznek pozíció szögben való forgatásra szolgál; E—E szorítócsavarok meglazítása után P_1 horizontális irányban, a lemez mögött levő G—G szorítócsavarok meglazítása után P_1 vertikális irányban tolható. H együttesen emeli vagy süllyeszti a lemezeket, p—p ellensúlyok pedig egyensúlyban tartják a lemeztartó keretet. Végül k csavarral horizontális irányban mozgatjuk az egész szerkezetet. Az elmozdulások értékei a, b és c skálán 0.1—0.2 milliméternyi pontosságig leolvashatók.

A lemezek megvilágítása tükrök segítségével történik. E tükrök (az ábrában nem láthatók) L csavarfej forgatása által zsinórátással segítségével együttesen forgathatók. A napfényt, vagy a t—t-vel jelölt tartókról lelogó elektromos izzólámpák fényét a két tükör a lemeztartókeretek hátsó felületére erősített homályos tejüvegre reflektálják; a tejüvegeken átmenő fény egyenletesen világítja meg a megvizsgálandó lemezeket. A mesterséges világításnál homályosra csiszolt körték használandók.

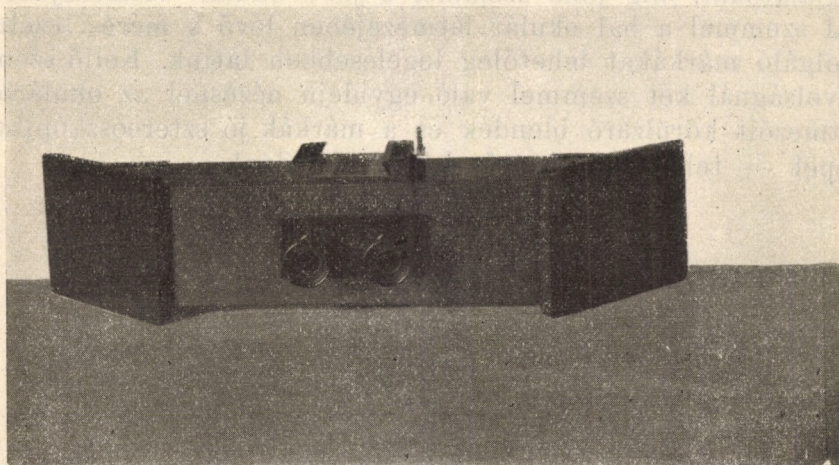
Megfigyelő eszközül három sztereoszkóp: a Helmholtz-féle tükrösztereoszkóp, a binokuláris sztereomikroszkóp és a monokuláris összehasonlító mikroszkóp szolgál.

A Helmholtz-féle tükrösztereoszkóp egyenes képeket ad. Gyenge nagyítású látmezejébe majdnem az egész kép fér bele. A 13. ábrában a tükrösztereoszkópot, a 14. ábrában pedig a tükrösztereoszkóp sugármenetét mutatjuk be.

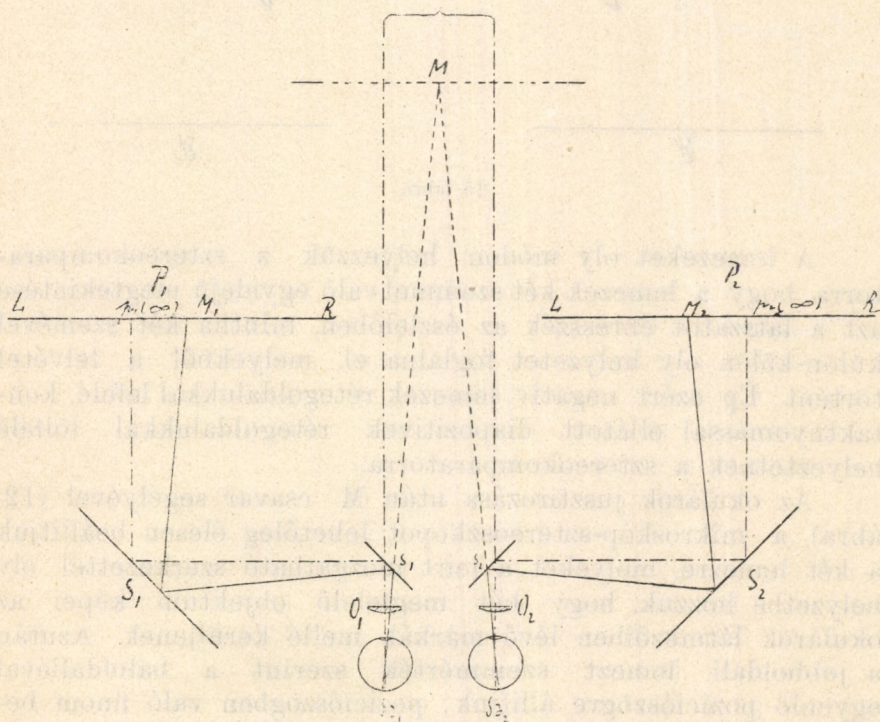
A binokuláris mikroszkóp-sztereoszkóp (az 12. ábrában a sztereokomparatorra fel van szerelve; ott M csavarral a sztereomikroszkóp a lemezekhez közelebb húzható vagy tőlük eltávolítható) fordított képet adna, ha két Porro-féle prizmaival, U_1 és U_2 -vel a képet egyenessé nem tennők. Nagyítása 4, 6 és 8-szoros. A különböző nagyításokat a mikroszkóp objektívjeinek (8. ábra) O_1 és O_2 -nek mozgatásával állítjuk elő. E célra az objektívek fogantyúval vannak ellátva (az 12. ábrában r-rel jelölve), melyek segítségével az objektívek toglalatukban ide-oda tollhatóak. E berendezés által a nagyítás 4-szeres és 8-szoros között változtatható. A 6-szoros nagyítás indexxel van megjelölve. A binokuláris mikroszkóp-sztereoszkóp szerkezeti rajzát a 15. ábra tünteti fel.

A műszer jusztirozása Mindenekelőtt az okulárokat alkalmas szemtávolságra és kellő élességre állítjuk be. A

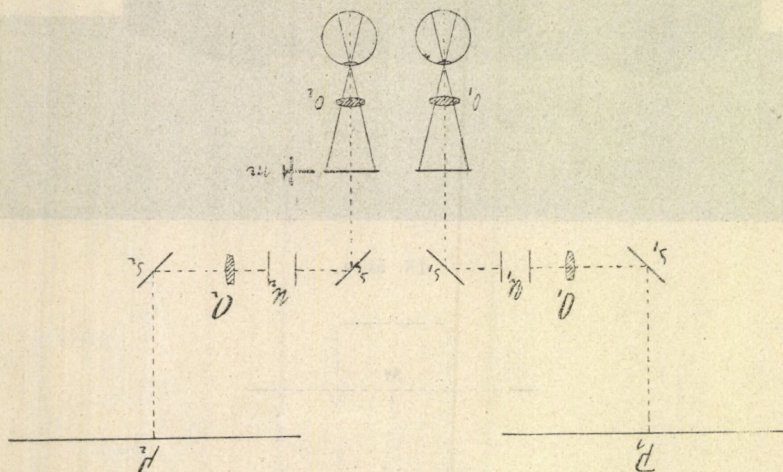
szemtávolságot az okulárok egymáshoz való közelítésére vagy széttolására szolgáló x csavarral (12. ábra) állítjuk elő.



13. ábra



A kellő élességet az okulárfoglalatok forgatása által kapjuk meg, még pedig oly módon, hogy addig forgatjuk az okulárfoglalatokat, míg jobb szemmel a jobb okulár látmezejében, bal szemmel a bal okulár látmezejében lévő s mérési célra szolgáló márkákat lehetőleg legélesebben látjuk. Kellő szemtávolságnál két szemmel való egyidejű nézésnél az okulárok látmezőit körülzáró blendék és a márkák jó sztereoszkópikus képet — tehát nem kettős képet — adnak.



15. ábra.

A lemezeket oly módon helyezzük a sztereokomparatorra, hogy a lemezek két szemmel való egyidejű megtekintése azt a látszatot ébresszék az észlelőben, mintha két szemével külön-külön oly helyzetet foglalna el, melyekből a felvétel történt. Ép ezért negatív lemezek rétegoldalukkal lefelé, kontaktnyomással ellátott diapozitívek rétegoldalukkal fölfelé helyeztetnek a sztereokomparatorra.

Az okulárok jusztírozása után M csavar segélyével (12. ábra) a mikroskóp-sztereoszkópot lehetőleg élesen beállítjuk a két lemezre, melyeket a leírt mozgatható szerkezettel oly helyzetbe hozzuk, hogy két megfelelő objektum képei az okulárok látmezőiben lévő márkák mellé kerüljenek. Azután a jobboldali lemezt szemmérték szerint a baloldaliéval egyenlő pozíciószögre állítjuk; pozíciószögben való finom beállítást a baloldali lemezen D csavar segélyével eszközölünk.

A sztereomikroskóp a lemezekre élesen akkor van beállítva, ha a mikroskópokban lévő márkák és a képek közötti parallaxis eltűnik. A két kép között esetleg felmerülő élességkülönbségeket a jobb lemez emelése vagy süllyesztése által szüntetjük meg.

A lemezek ily elhelyezése mellett létrejön a sztereoszkópikus hatás. — Észlelő cserénél csak az okulárok távolságának és élességének változtatása szükséges.

A sztereokomparatornál mozgó indexxel mérünk. E módszer által a mérés pontosságát fokozhatjuk, a mennyiben ugyanazt az objektumot egymásután többször kimérhetjük. A mérőkészülék az m mikrometercsavar (8. ábra), mellyel a jobb látmezőben lévő márkát a szilárd helyzetű blende alatt a két okulárt összekötő irány mentén mozgatjuk. A mozgó márka egy rövid vertikális vonal. A mikrometercsavar menetmagassága 0.2 mm. s dobja 200 részre van beosztva; minden 10-ik rész 0-tól 20-ig van jelölve, a mikrometercsavar dobjának egy osztályrésze tehát 0.001 mm. A mikrometercsavar csakis csekély mélységkülönbségmérésére szolgál. Mérésnél a márkát a megméréendő objektum fölé vagy mellé hozzuk és vagy M -mel vagy m -el a márkát addig mozgatjuk, míg a kiméréendő objektummal egyenlő látszólagos távolságba jut.

A lemezek jusztirozásánál a sztereoszkópikus effektus valódiságáról is meg kell győződnünk. Ilyen esetekben a két lemezt vagy saját síkjukban 180° -al elforgatjuk, vagy a lemezeket elforgatás nélkül felcseréljük, vagy a lemezeket megfordítjuk azaz az eredeti sztereoszkópikus hatás pszeudó sztereoszkópikus hatását állítjuk elő. Ezzel az eljárással azután kétségbevonhatatlanul megállapíthatjuk, vajjon az észlelt sztereoszkópikus hatások, mélységkülönbségek valódiak-e avagy nem. Az észlelőnek fiziologiai befolyását ezáltal tehát kiküszöbölhetjük. De hogy e lemezek elforgatása vagy felcserélése által szükségessé vált új jusztirozást elkerülhessük, a sztereomikroskóp két, közös foglalatban levő reverzióprizmával van ellátva. E foglalat az okulárok elé erősíthető; benne a prizmák a kellő szemtávolságra való beállíthatás végett mozgathatók. E reverzióprizmák változatlan lemez helyzet mellett a sztereoszkópikus effektus megfordítását idézik elő.

Égi felvételeknél elegendő a lemezeket ugyanazon pozíciósög alatt beállítani, mivel ezeknél nem mélységkülönbségeket, hanem csak oly képkülönbségeket keresünk, melyek a sztereoszkópikus hatást megszüntetik. A sztereoszkópikus effektus megszűnéséből állapítjuk meg, vajjon az észlelt eltérések lemezhibától, vagy a lemezeken előforduló objektumok helyzet vagy fényváltozásától származnak-e?

A sztereoszkópikus hatás alapján a lemezen előforduló bolygónyomok felkeresése és azonosítása, változók kódok, csillaglancok felfedezése és kimérése, lemezhibák kiküszöbölése játszva megoldhatók.

A helyzetváltozások irányának megismerhetése és megállapíthatása végett nem elegendő a két lemezt ugyanazon pozíciósögbe állítani, mivel a képeltolódásnak csak az a komponense látható sztereoszkópikusan, mely a két okulárt összekötő iránnyal egyenközű; ezen irányra merőleges komponense a képeltolódásnak hatástalan marad, legfeljebb mélységkülönbségeket idéz elő. Ha a lemezeket 90° -al elforgatjuk s újra jusztirozunk, a két komponens szerepet cserél; az előbbi vertikális komponens most horizontális lesz, sztereoszkópikusan tehát hat. A képeltolódások megismerésére a lemezeket így két helyzetben szükséges, de elegendő is megvizsgálni. A két komponens iránya és értéke megadja az alkotó eltolódás irányát és értékét.

*

Mielőtt a monokuláris összehasonlító mikroszkóp ismeretetésére térnék át, röviden utalni óhajtok Wolfnak a sztereokomparatorról nyert tapasztalataira.

Wolf szerint meridiánban készült felvételek sztereoszkopice nem hatnak; ily felvételeknél a sztereokomparatorban az összes csillagok merev síkban látszanak lenni. Meridiánon kívül készült Orion felvételek bámulatos sztereoszkópikus hatást idéznek elő kivált akkor, ha az RA irány az okulárokat összekötő iránnyal összeesik. A különböző fényességű csillagok különböző távolságban lenni látszanak. Ha a meridiántól nagyobb keleti távolságban készült felvétel a sztereokomparator bal oldalára úgy helyezzük el, hogy RA irány az okulártávolsággal párhuzamos, északi része felül, déli alul legyen, akkor a legtöbb fényes csillag hátralép a gyöngébbek mögé. Ez az effektus nő a meridiántól növekvő távolság mellett

készült felvételeknél. A csillagkorongok nagyságának különbsége a korongoknak a lemez síkjához való ferde elhelyezése által, továbbá a korong felső és alsó szélének nyugtalansága által jelentkezik. Ha pedig a lemezeket 90° -al elforgatjuk, a sztereoszkópikus effektus eltűnik; 180° -al való elforgatás mellett az előbbivel ellenkező hatás áll elő. Azok a csillagok, melyek előbb távolabb voltak, most közelebb jutnak és fordítva világos jeléül annak, hogy e tünetény fiziológiai csatlódás nem lehet. — Holdképeknél a Hold hegyei és völgyei valóban hegyeknek és völgyeknek látszanak.

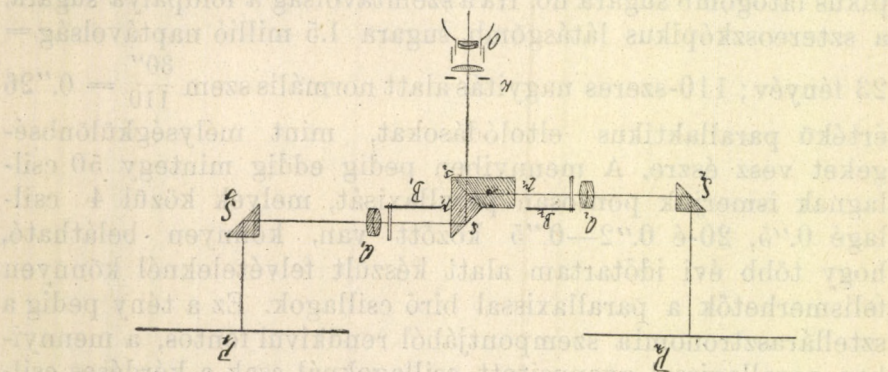
A sztereoszkópikus mező kiterjedése függ az észlelő szemtávolságától és látásképeségének élességétől. Mint már említettük, a normális látásu ember $30''$, különös éleslátással megáldott ember $10'$ -nyi értékű parallaxisra érzékeny. Tudjuk azt is az előzőkből, hogy $30''$ mellett a sztereoszkópikus látás hatása a szemtávolság 7000-szerese; ennél távolabb fekvő testek egy síkban látszanak. E távolsággal, mint sugárral az észlelő köré irt gömb a sztereoszkópikus észrevevés határgömbje, melyen kívül fekvő testek, hacsak saját mozgással nem birnak, a gömbfelülethez tartozóknak látszanak. Ha a szem látásképeségét és a szemtávolt növesztjük, a sztereoszkópikus látógömb sugara nő. Ha a szemtávolság a földpálya sugara, a sztereoszkópikus látásgömb sugara 1.5 millió naptávolság = 23 fényév; 110-szeres nagyítás alatt normális szem $\frac{30''}{110} = 0.''26$ értékű parallaktikus eltolódásokat, mint mélységkülönbségeket vesz észre. A mennyiben pedig eddig mintegy 50 csillagnak ismerjük pontosan parallaxisát, melyek közül 4 csillag $0.''5$, 20-é $0.''2$ — $0.''5$ között van, könnyen belátható, hogy több évi időtartam alatt készült felvételeknél könnyen felismerhetők a parallaxissal bíró csillagok. Ez a tény pedig a sztellarasztronómia szempontjából rendkívül fontos, a mennyiben parallaxissal gyanúsított csillagoknál csak a kérdéses csillagot környékező csillagokhoz való több évi mérés után lehetett a parallaxis jelenlétét megállapítani. Ha pedig az összehasonlító csillagok közül valamelyik saját mozgással bír, ily nagy fáradsággal végzett mérés negatív eredménynyel végződött.

* * *

Az összehasonlító mikroszkóp. Miután a sztereokomparator a két szem sztereoszkópikus látóképeségen alap-

szik, azok az előnyök, melyeket csillagfelvételek összehasonlításánál a sztereokomparator éppen a sztereoszkópikus látás folytán lemezhibák, változó csillagok, bolygónyomok és paralaxisok feltalálása körül nyújt, olyan egyéneknél, kik sztereoszkópikus látóképességgel megáldva nincsenek, kiaknázhatók nem volnának. Azonban Pulfrichnak sikerült monokuláris használatra berendezett olyan összehasonlító mikroskópot konstruálnia, melynek segítségével az egy szemmel való nézés mellett is a sztereokomparator a fentebb felsorolt feladatok megoldására alkalmassá vált. Természetesen a tőlünk különböző távolságban levő testek térbeli elrendezését ez az összehasonlító mikroskóp nem mutathatja.

Lényegében véve ez a monokuláris összehasonlító mikroskóp alkalmas prizmakombináció által összefüggő, egyenlő nagyítással és közös okulárral bíró két mikroskópból áll. A sztereokomparatoron fekvő két összehasonlítandó lemeznek P_1 és P_2 -nek képei az O okulár képsíkjában jönnek létre. S_1 , S_2 és s_1 totál reflektáló üvegfelületek (16. ábra), Q_1 és Q_2 pedig a két mikroskóp objektívjei, mindegyik úgy elhelyezve, hogy az okulár képsíkjában keletkező két kép egymással



16. ábra.

egyenlő nagyságu legyen; a p_1 és p_2 prizmák közötti s_2 ezüstréteg vastagsága úgy van megválasztva, hogy a P_2 -ről jövő sugarakat oly intenzitással reflektálja, a minővel a P_1 -ről jövőket átbocsátja. Az összehasonlítandó lemezek képei tehát egyenlő intenzitásúak és egyenlő nagyságuak.

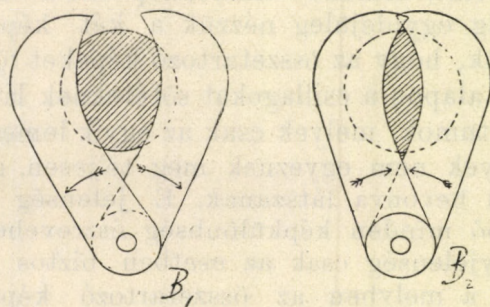
Az összehasonlítandó lemezek képeit tehát egyidejűleg figyelhetjük, ha pedig a mikroskópok objektívjeit alkalmas

berendezéssel egymásután lefödjük, a két lemezt külön-külön is megvizsgálhatjuk, azaz a lemezeket optikailag felcserélhetjük. Abban az esetben, a melyben az egyes képeket egyenként nézzük, teljesen olyan benyomást nyerünk a dolog természete szerint, mintha mikroskóp alatt néznők a lemezt; ha pedig egyidejűleg nézzük a két képet, melyeket úgy elhelyeztük, hogy az összetartozó képeket fődésbe hoztuk, akkor világos alapon a csillagokat sötéteknek látjuk. Azonban azok az objektumok, melyek csak az egyik lemezen fordulnak elő, vagy melyek nem egyeznek meg teljesen, gyenge gloria-szerű fénynyel bevonva látszanak. E jelenség által a két lemezen fellépő minden képkülönbség észrevehetővé válik.

De e fényjelenség csak az esetben biztos jele a képkülönbségnek, a melyben az összetartozó képek tökéletes fődésbe hozattak. Pulfrich a monokuláris összehasonlító mikroskóp használható voltát nem is erre a jelenségre alapítja, hanem arra a fizioiógiai tényre, hogy a bennünket környező külvilágban hirtelenül, meglepetésszerűen fellépő minden változás, minden tünetény figyelmünket azonnal magára vonja. E fizioiógiai tapasztalat alapján a két lemez összehasonlításánál is minden képkülönbség szembetűnő módon fog szembeötléni, mihelyt módunkban van a két képet egymásután gyorsan felcserélhetni. A kísérletek azt mutatták, hogy a képek optikai felcserélésénél nemcsak az egyik lemezen előforduló objektum, hanem minden képkülönbség is a képszélek ide-oda ugrálása által jelentkezik. De a képek optikai felcserélésénél gondoskodni kell arról is, hogy a képek kinézése a felcserélés alatt ne zavartassék. Ez a követelés csak az által teljesíthető, ha alkalmas szerkezettel biztosítjuk azt, hogy a képesere alatt a két kép összfényessége egy pillanatra se különbözzék az egyes képeknek a teljes objektív nyílás mellett fényességétől; különben a fényesség hirtelen növeztése vagy csökkentése folytán a képben oly nyugtalanság is jöhet létre, mely a lemezeken előforduló képkülönbségekhez semmi köze nincsen.

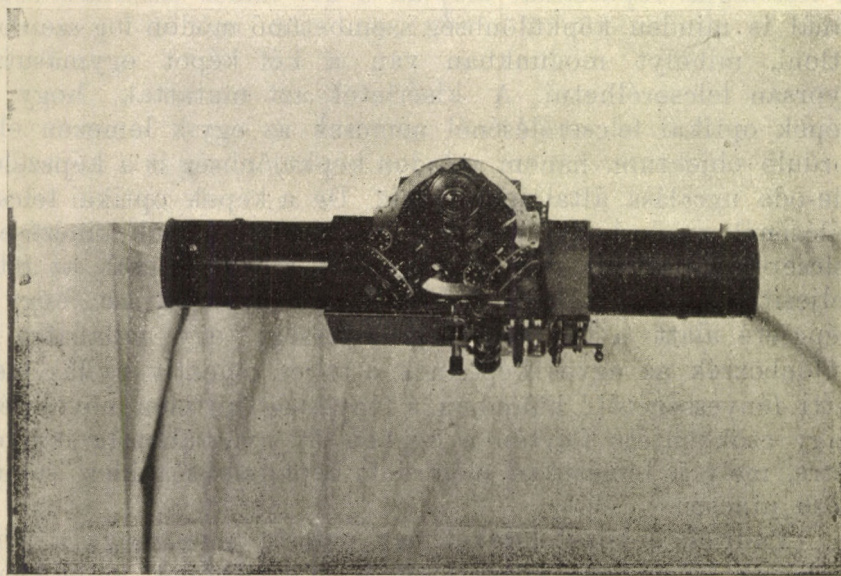
Pulfrich e követeléseket úgy oldotta meg, hogy a prizmaházak belsejében közvetlenül a mikroskópok objektívjei előtt két olló alakú (17. ábra B_1 és B_2) diafragmát helyezett el, melyek oly módon függenek egymással össze, hogy minden pillanatban, a melyben az egyik olló a centrumtól a szélek felé nyílik, a másik az objektív szélétől a centrum felé

csukódik és fordítva; az ollók alakja pedig oly módon van megállapítva, hogy mindenkor az ollók nyílása által szabadon hagyott objektív felületek összege egyenlő legyen az egyik objektív teljes nyílásával. (17. ábra). E berendezés mellett



17. ábra.

teljesen egyenlő intenzitású képek mellett a képek kinézése változni nem fog. Ellenben minden képkülönbség hirtelen

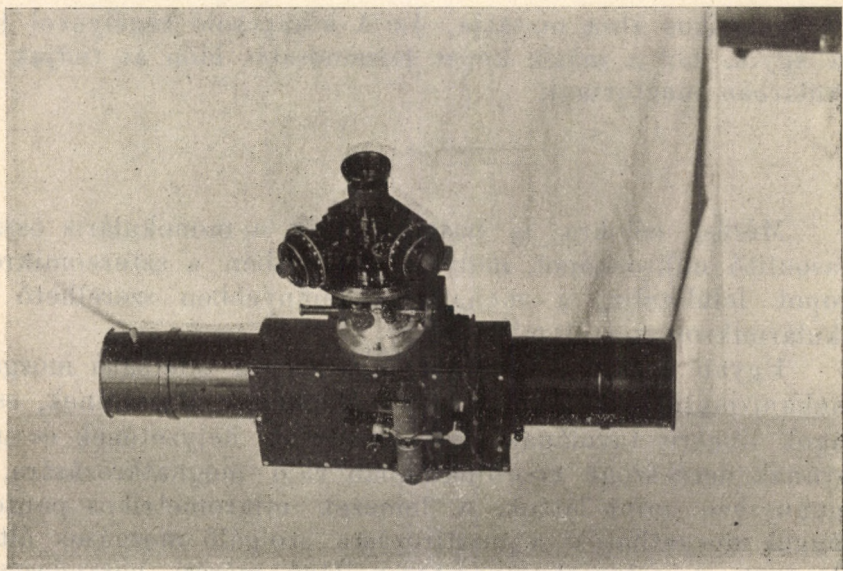


18. ábra.

feltűnés és eltűnés, vagy az egyes képeknek vagy széleiknek ide-oda ugrálása által szembetűnő módon jelentkeznek, még

pedig oly erőszakos módon, hogy a legkisebb képegyenetlenséget észre nem venni úgyszólván teljes lehetetlenség. Ezzel a módszerrel a sztereoszkópikus módszer is tulszárnyaltatott, a lemezek összehasonlítására szolgáló régebbi eljárásokról nem is szólva.

A lemezek optikai felcserélése a 18. ábrában látható H-val jelölt emeltyű kar ide-oda mozgatása által történhetik. (Lásd 20. ábra) Hogy az észlelő mindkét kezét szabadon használhassa, a H emeltyűkar motor és kommutator segítségével mozgatható. Hogy a két lemezképet teljes objektívnyílás mellett is megvizsgálhassuk, csavar segítségével a két ollóalakú diafragmát teljesen félretolhatjuk. A 18. és 19. ábrákban az összehasonlító mikroskopot két helyzetben mutatjuk be; e mikroskóp a sztereokomparatorra minden további nélkül erősíthető; a lemezek jusztirozása a sztereomikroskóp leírásánál adott utasítás

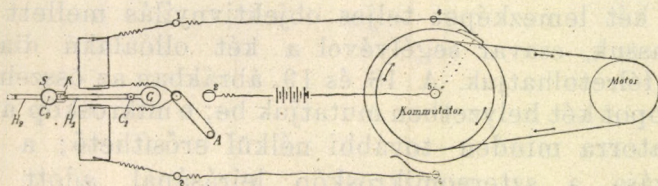


19. ábra.

szerint történik. A kutatás természete szerint hol a sztereomikroskópot, hol az összehasonlító mikroskópot használjuk.

Hogy a lemezek jusztirozásánál és a lemezpár eltolásánál mindkét kezünket használhassuk, a lemezek optikai felváltásához mótort használunk. E célból a monokuláris mikros-

kóp két elektrómágnessel van felszerelve, melyek aszerint amint az áram az egyik vagy másik tekercsen halad át, egyik vagy másik oldalra huzza az emelőkart. Egy kis hőmotor, melyet spirituslámpa táplál, kommutatort forgat; e kommutator úgy van berendezve, hogy az áram megszakításának tartama $\frac{1}{2}$ és 2 másodperces körök között változzék. Ilyen közökben változik tehát a két kép az összehasonlító mikroskópban is. Legelőnyösebb az 1^s-ás megszakítások. A kísérlet berendezését a



20. ábra.

20. sematikus ábra mutatja. Az A kikapcsoló segélyével hol az egyik, hol a másik képet huzamosabb időn át tudjuk az okulárban megtartani.

*

Mérési célokra is használhatjuk a monokuláris összehasonlító mikroskópot, mely e tekintetben a sztereomikroskópot felülmulja, a mennyiben könnyebben szerelhető fel okulármikrometerrel mint emez.

Ugyan magán a sztereokomparatoron található mozgási mechanizmusok is alkalmasak csillagképek átmérőinek, csillagok lineáris távolának, bolygónyomok helyzetének és irányának derékszögű koordinátákban való meghatározására, a mennyiben mint láttuk, a lemezek mikrometrikus pontossággal mozgathatók a jusztirozásra szolgáló mozgások által. De ezen a sztereokomparatoron lévő mérési berendezések tökéletesíthetők a monokuláris mikroskóp okulár mikrométerrel való felszerelése által. E célból a monokuláris mikroskóp két egymásra merőlegesen álló olvasó szerkezettel ellátott okulárcsavar mikrometerrel és körosztással van felszerelve, mint ez 18 és 19. ábrákban látható. A csavarmikrometerek menetmagassága 0.2 mm. a dob egy osztályrésze 0.001 mm. E csavarmikrometerek a csillagtávolság kimérésére

— derékszögű és polárkoordinátákban — szolgál. Az okulárba erősített kereszt csak jelzi az okulár beállítósíkját. A lemezek kimérésénél vagy egy Gautier-féle rácsot vagy egy üvegbe metszett normálmértéket használunk, melyek egyikét a sztereokomparator jobb oldalára erősítjük. Ily berendezés mellett a normálmérték vagy a rács osztásai a kimérendő objektumra projiciálva látszanak és különösen előnyös, sötét alapon világos osztást alkalmazni. Természetes, hogy spektrumok további léptékek is kimérhetők e készülékkel.

Jelenleg még be sem láthatjuk, hogy jövőben mily szolgáltatot fog teljesíteni a sztereokomparator. De az eddigi kísérletek szerint annyit mondhatunk, hogy Dr. Pulfrich a sztereokomparator szerencsés konstrukciója által az asztrofizikai kutatásokat egészen új irányba terelte. S tán nem túlozunk, ha azt állítjuk, hogy a sztereokomparator az asztrofizika fejlődésében határkövet jelent.

T. A.

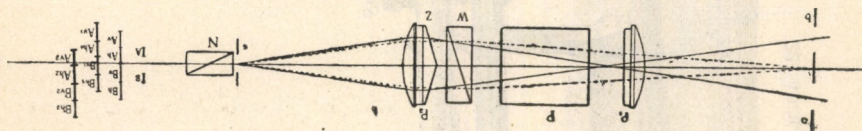
II. RÉSZ.

A König-féle spektralfotométer.

Irta: Dr. Steiner Lajos.

König berlini tanár 1885/86. években egy új spektralfotométert szerkesztett, melynek rövid leírását következőkben adjuk.*) E leírásunkban figyelemmel leszünk azon újításokra, amelyeket Martens és Grünbaum rajta végeztek.

E műszer újabb optikai berendezését a 21. ábra mutatja. a, b két nyílás, amelyen a fényforrásból jövő sugarak bejönnek. P objectivlencse az a illetve b-ből jövő sugarakat paralellé teszi, ezek a P flintprizmán, W Wollaston-féle kettőtörésű mészpátprizmán (a régebbi alakban kvarcprizmán) a Z üveg ikerprizmán keresztül haladva a P₂ második objectivlencséhez



21. ábra.

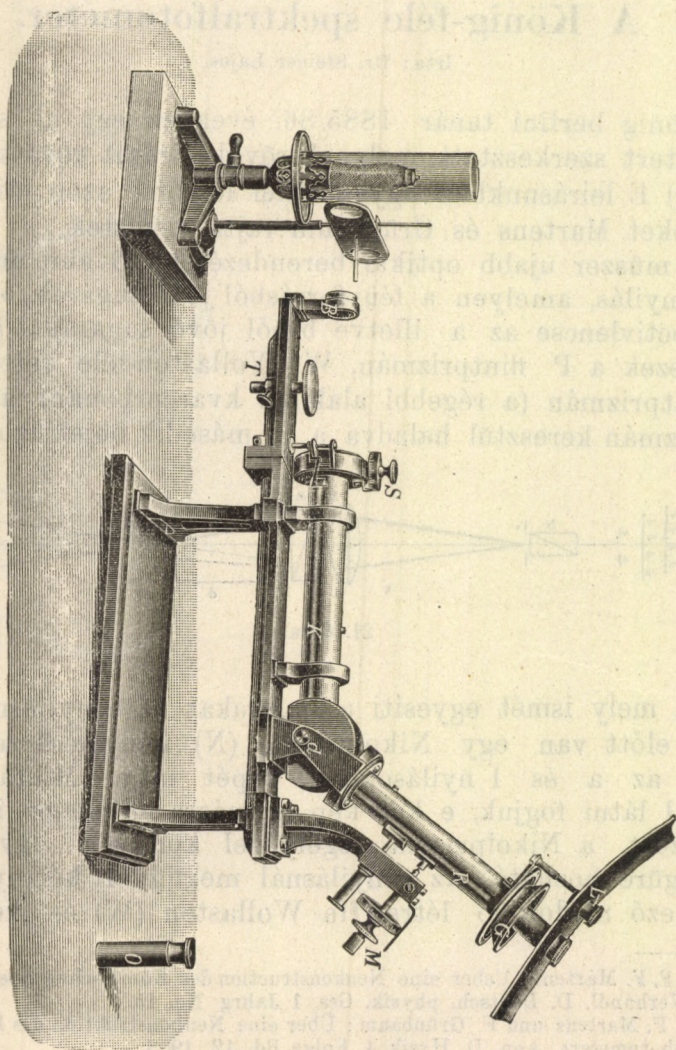
jutnak, mely ismét egyesíti a sugarakat az s nyílásnál. Ezen nyílás előtt van egy Nicolprizma (N) melyen keresztül az észlelő az a és l nyílásoknak képét látja. Miután, mint azonnal látni fogjuk, e két kép egymásra merőleges irányban polározott, a Nicolprizma segélyével könnyen egyenlő fényességre hozható. Az s nyílásnál megfigyelt két nyílás kép következő módon jó létre. Ha Wollaston (W) és ikerprizma

*) F. F. Martens: Ueber eine Neukonstruktion des König'schen Spectralphotometers. Verhandl. D. Deutsch. physik. Ges. 1 Jahrg No. 15.

F. F. Martens und F. Grünbaum: Über eine Neukonstruktion d s König'schen Spectralphotometers. Ann. D. Physik 4. Folge Bd. 12. 1903.

(Z) nem volna a fénysugarak útjában, akkor az a és b részekről A B képeket nyernők. A Wollastonprizma közbetétele okozza, hogy ezek mindegyike helyett kettőt kapunk és pedig egymásra merőleges irányban polározott fényt (B₁ B₂ A₁ A₂); ha még a Z ikerprizmát is közbe iktatjuk akkor ennek az lesz a hatása, hogy a felső fele lefelé, alsó fele felfelé tolja el a képeket és nyerünk két sor résképet [B_{h1} B_{v1} A_{h1} A_{v1} és B_{h2} B_{v2} A_{h2} A_{v2}]. Az okulár rész (s) azonban csak a középső képekből jövő sugarakat (B_{v1} és A_{h2}) bocsátja keresztül, az

22. ábra.



észlelő tehát az ikerprizma 1 és 2 felét két egymásra merőlegesen polározott fénnel látja megvilágítva.

A műszer régebbi alakjában a flintprizma törő éle vertikálisan állt, tehát az észlelő távcső vertikális tengely körül forgott, újabb alakjában (22. ábra) horizontális tengely körül, ami az észlelést kényelmesebbé teszi. A mellékelt ábrán S-ben van a rés, d-nél a flintprizma, G-ben van a tulajdonképeni fotometrikus mérő berendezés: a Nicol prizma osztott körrel, melynek egy indexhez való viszonyos fekvését L nagyítóval leolvashatjuk. M mikrometercsavarral a távcsövet d tengely körül lehet vertikális síkban forgatni és ezzel bizonyos hullám hosszúságu fényre beállítani. B a rés megvilágításához szolgáló segédberendezés, T egy asztalka, melyre abszorpciómérés esetén az abszorváló anyagok kerülnek, A B megvilágító berendezés célja, hogy a két a és b részre a fényforrás ugyanazon részéről jöjjenek a fénysugarak, tehát a fényintenzitás változása mérés közben nem befolyásolja a mérési eredményt. Maga a berendezés egy hármas lencse rendszer, mely mind a két részre veti fényforrás képét. A 23. ábrán látható az optikai berendezés ver-



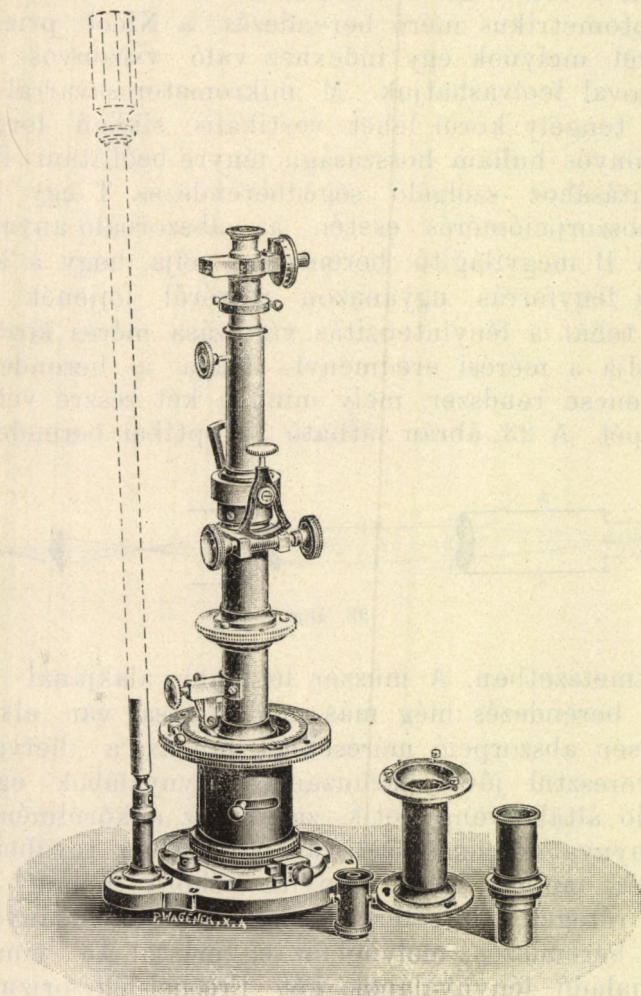
23. ábra.

tikális átmetszetben. A műszer legújabb alakjánál a megvilágítási berendezés még más módosítással van alkalmazva. Nevezetesen abszorpció méréseknél, hol az a illetve b részen keresztül jövő párhuzamos fénynyalábok egyike az abszorpció által gyengítettik, zavaró az a körülmény, hogy e két fénynyaláb igen közel van egymáshoz, továbbá a régi berendezés mellett csak aránylag vékony (néhány cm.) abszorpció rétegek vizsgálhatók meg. Mindkét hiányon segít az újabb berendezés, melynél az egymástól 43 mm. távolságban haladó fénynyalábok két Fresnel-féle prizma segítségével az egymástól kisebb távolságra fekvő két részre jutnak, továbbá nagyobb vastagságu (30 m-ig) abszorpció rétegek is megvizsgálhatók. E célból a műszerhez abszorpció csövek is készülnek különböző hosszúságban.

Töpfer-féle Protuberancia Spektroszkop.

Irta : Dr. Konkoly—Thege Miklós.

Protuberanciák észleléséhez két spektrálműszerrel rendelkezik a csillagda és pedig az egyik Browningtól való Londonból, a másik Dr. Merz Zsigmondtól Münchenből. Jól-



24. ábra.

lehet annak idején mindkét műszer megfelelt a követeléseknek, mindamellet a Browning-féle műszer átalakításra szorul, mert nem egy része elkopott már. Az optikai része nagyon kitűnő,

de a mechanikai részek gyengék. Szép optikája megérdemli, hogy a műszert újból használhatóvá tegyék.

A másik műszer Merztől az ismeretes Zöllner-féle műszer, amely azonban sokkal elegánsabb és finomabb, mint az, melyet eredetileg Tauber Lipcsében hozott forgalomba. A Merz-féle eszköz azonkívül oly könnyű, hogy egy 5 hüvelykes refraktoron biztosan használható, ami az eredeti Zöllner-félénél ki volt zárva; és így a mi Töpfer-féle műszerünk is kisebb műszerre való alkalmazhatóság tekintetében túlnehéz. A nagy elegancia és a kicsiny súly Merznél többé-kevésbbé a nobilitás rovására megy. Ha csak 2 prizma rendszerét használjuk, akkor nincs semmi kifogásolni valónk a műszeren; könnyű és azonkívül meglehetősen nagy, a közönségesebb észlelésekhez elegendő disperziója is van. Ha azonban harmadik prizmarendszerét is használjuk, akkor a műszer tulságos hosszú és meglehetősen elhajlik. Ezzel a műszerrel Dr. Kövesligethy Radó tanár úr, annak idején observator Ó-Gyallán, annyi hasznos vizsgálatot végzett, hogy a műszer babérain nyughatik. Szándékom azonban a műszert ismét használhatóbb állapotba hozni, mert ha másnak nem is, de didaktikai céloknak a két $4\frac{1}{2}$ hüvelykes refraktoron jó szolgálatot fog tenni. Sajnálatraméltó dolog, hogy a prizmák kissé el vannak homályosodva és így újra polirozandók.

Hogy azonban egy tökéletes protuberancia spektroszkoppal rendelkezék a csillagda, szükségesnek tartottam egy modern ilyfajta műszert beszerezni: ennek elkészítésére pedig Töpfer O. és Fia céget tartottam leghivatottabbnak. Mert az e cégtől készített eszközökön nemcsak a mechanikai részek igen szépek, hanem bennük a konstrukcionális feladatok is kitűnően vannak megoldva, ami nem csoda, hisz' e cég folyton oly férfiakkal van érintkezésben, mint Vogel, Müller, Hartmann, Scheiner, Kempf etc.

A Töpfer-től szállított protuberancia spektroszkop lényegében szintén az eredeti Zöllner-féle készülék típusa, de oly változtatásokkal, melyek a készüléket a modernebb igényeknek megfelelővé teszik. E modern kívánalmakat kielégíteni sikerült is Töpferéknek, miként az 24. ábrából kiviláglik.

A készülék egy „adapteur“-re van szerelve, melyet Dr. Rapsold János „Konkoly-féle fazéknak“ szokott nevezni. A kollimatorcső részben még ebben a fazékban van, úgy hogy a rés teljesen el van rejtve és csak egy kis nyíláson át lát-

ható, mint a Merz-féle u. n. univerzális spektroszkopoknál.
A kollimator gyújtávola 100 mm. Megemlítésre méltó javítás

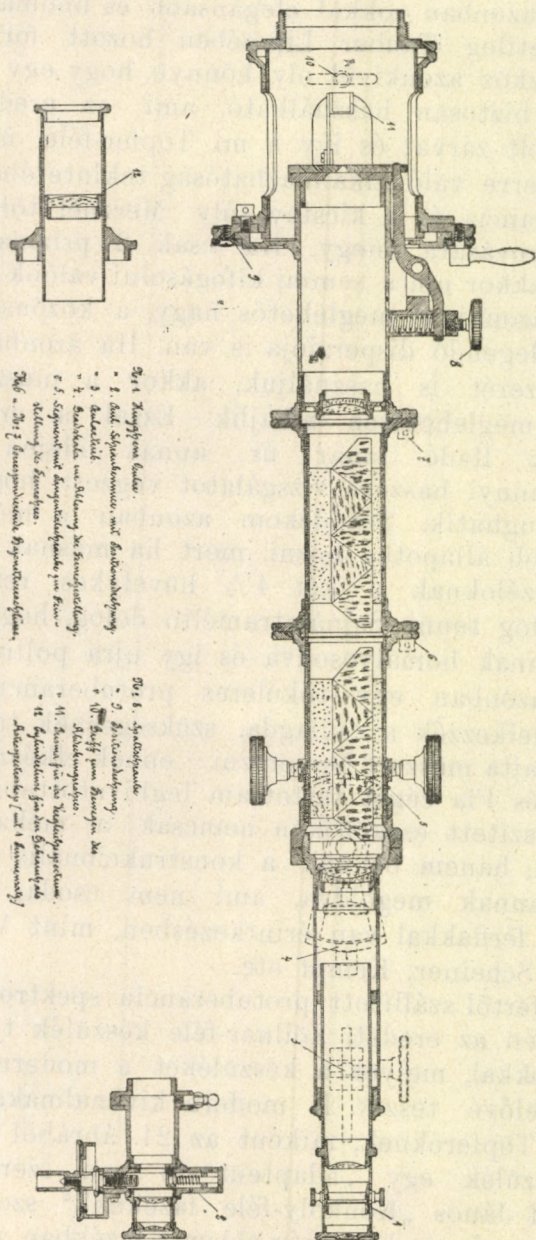


Fig. 1. Hauptteil des Spektroskops.
 1. Aufstellung des Spektroskops mit Einstellvorrichtung.
 2. Gitter.
 3. Gitterträger mit Stellung des Spektroskops.
 4. 5. Segment mit Einstellvorrichtung im Innern.
 6. 7. Einstellvorrichtung des Spektroskops.

Fig. 2. Spektroskop.
 8. Einstellvorrichtung.
 9. Einstellvorrichtung.
 10. Einstellvorrichtung.
 11. Einstellvorrichtung.
 12. Einstellvorrichtung.
 13. Einstellvorrichtung.
 14. Einstellvorrichtung.
 15. Einstellvorrichtung.

25. ábra.

a réscsavar, mely szabadon az „adoppieur“ és csövön kívül van és a rést a „fazékba“ nyula emeltyüvel szabályozza. A kollimatorcső tulajdonképen a pozíció körre van erősítve, mely egész fokokra van osztva, és egy hajtó segélyével forgatható.

II. Rész.

Vizualis fotometria Toepfer Ottó potsdami műhelyében készült Zöllner-féle nagy fotométer és alkalmazása.

— Irta: Dr. Terkán Lajos. —

Ujabb időben az asztrofizika egyik ága, a fotometria iránt, igen nagy az érdeklődés. A csillagok fényességének meghatározására irányuló becslési módszert exakt alapon nyugvó mérési módszerek szorítják ki. Az önálló fényű csillagok fotometriája már is igen tanulságos eredményekhez vezetett: a fényváltozó csillagok fizikai természetét is megvilágítja, a spektroszkopiának hatalmas segédeszköze lesz. A spektroszkópia a Doppler-féle elv segélyével kimutatta, hogy igen sok változó csillag kettős rendszert alkot, fényváltozásuk e rendszer természetes következménye; elemeiknek meghatározása azonban csak fotometriai uton egészíthető ki. Belopolsky,¹⁾ Pickering és Vogel²⁾ spektroszkopiai vizsgálatait e kutatások kiinduló pontjai. Számos példát hozhatnánk fel az asztrofizika említett két ágának szoros kapcsolatára. E helyen azonban a fotometria fontosságának kiemelésére β Lyraere vonatkozó vizsgálataimat bátorkodom felemlíteni.

A β Lyrae rövid periodusú, fényváltozó csillag szinképét először Pickering, 1892-ben A. Belopolsky, 1893-ban H. C. Vogel vizsgálták meg. A szinkép a folytonos alapon számos fényes és abszorpciós sávot mutat, melyek egymáshoz viszonyított helyzetükben 12.91 nap alatt periodikus változást szenvednek. Különösen a hidrogén vonalai erősen kifejtettek. Belopolsky néhány ily hidrogénvonalnak nemcsak egymáshoz viszonyított helyzetét, hanem földi fényforrás F vonalához viszonyított eltolódását is kimérte és kétségkívül megállá-

¹⁾ Bull. de l'acad. Imp. des sciences de St-Petersb. Nouv. série IV. 1893. p. 163.

²⁾ Sitz der. K. Preuss. Akad. der Wis. Berlin. Jahrg. 1894.

pította, hogy e jelenség a fényváltozással természetes kapcsolatban van. Belopolsky Vogelgel egybehangzóan fényminimum idején a világos és sötét sávokat egymás mellett észlelte, a világosat a szinkép vörös oldalán, a sötétet az ibolya felől. A fényváltozás első maximumakor a sötét fedi a világosat, a világos vörös felé eső része szélesebb, mint az ibolya felől lévő. A másodminimumban a sötét sáv majdnem a világos közepén vesztegel. A másodmaximum körül alig változik a szinkép alakja az előbbihez képest. A másodminimum és másodmaximum között készült egyik felvétel szerint a fényes sáv egészen az ibolya felé eső oldalra tolódott. Belopolsky első méréseiből, melyekben tetemes hibák vannak, a sötét sávra egy irányú, az ibolya felé tartó eltolódást kapott, a világosra pedig periodikusát. A fényváltozás első felében az eltolódás előjele pozitív, a másodikban negatív. Ezek szerint β Lyrae egyik eleme erősen világító csillag, a másik kevésbé fényes. A kevésbé fényes állandóan felénk közeledik, az erősen világító pedig körülötte kering oly módon, hogy a fényváltozás első felében tőlünk távolodik, a másodikban pedig hozzánk tart.

1897-ben¹⁾ tökéletesebb eszközökkel fogott β Lyrae színképének tanulmányozásához Belopolsky, lényegesen más eredményekhez is jutott, a kísérő ellenkező módon viselkedik: a fényváltozás első felében hozzánk közeledik, a másodikban pedig tőlünk távolodik. E két, egymással teljesen ellentétes eredmény összeegyeztethetése végett okvetlenül fel kell tennünk, hogy az 1892-iki, fényes vonalak periodikus eltolódásai helytelenül értelmeztettek; ezek nem a kísérőre, hanem a nagyobbik még teljesen gázállományú összetevő mozgására jellemző eltolódások, az 1897-ik évek, a magnezium vonalnak eltolódásai pedig a valódi kísérő keringő mozgásának jellemzői. Ennélfogva β Lyrae oly kettős csillag volna, melynek elemei közös súlypontjuk körül keringenek. Ily magyarázattal a két teljesen egyenlő periodusú, de ellenkező irányú eltolódásokat el tudnók intézni, a sötét sávok egyirányú eltolódásai azonban felvilágosítás nélkül maradnának.

E spektroszkopikus adatok és becslés útján nyert fotometrikus eredmények között az összefüggés teljesen kétségtelen, de nem minden tekintetben tökéletes. Hogy a két

¹⁾ The Astrophysical Journal, Vol VI

jelenség összehasonlításából vonható következtetéseink a valóságnak megfeleljenek, oly spektroszkopikus és fotometrikus adatokra kell támaszkodnunk, melyekben igen csekély hiba rejlik. Belopolsky első spektroszkopikus adataira, a régi becslési fotometrikus eredményekre babozás nélkül kimondhatjuk, hogy a valóságot nem igen fedték. Ezért Vogel 1905-ben is teljesen ismeretlen jellegűnek mondja e kettős rendszer fizikai természetét.

A mult év második felében buzgón követtük β Lyrae fényváltozását Zöllner által kigondolt elmés szerkezetű fotometerrünkkel, eredményeink a legszebb egyezésbe hozhatók Belopolsky 1897-ik évi megfigyeléseivel. Nem bocsátkozom e helyen mélyebben e vizsgálataim ismertetésébe, csupán eredményeim felsorolására szorítkozom. β Lyrae oly kettős csillag, melynek kevésbbé fényes tagja állandóan felénk jön, az erősen világító kísérője pedig körülötte kering oly módon, hogy a fényváltozás első felében hozzánk közeledik, a második telében pedig tőlünk távolódik. A pontos fotometrikus adatok¹⁾ még a pálya elemeit, a kettős rendszer alkotóit, ezek fizikai jellemzőit is nyújtották.

Ha a pálya excentricitása e , a látósugárra merőleges síkhoz való hajlása i , T a periasztron-átmenet ideje; R a gyengébben világító összetevő sugara, r pedig a fényes összetevő sugara; i_1 a gyengébb fényű által a látósugárra merőleges síkon az egységnyi terület megvilágítása, i_2 pedig az erősen világító által megvilágított és imént értelmezett egységnyi területre eső intenzitás; s a fényes összetevő sűrűsége, σ pedig a gyengén világítóé; m a fényes tömege, m' pedig a sötét csillagé, akkor

$$\begin{array}{ll} e = 0.06 & i_1 = 0.64 i_2 \\ i = 30^\circ & s = 5\sigma \\ T = 0 & m = 10 \text{ naptömeg} \\ R = 52050000 \text{ km.} & m' = 70 \text{ „} \\ r = 15.300000 \text{ „} & \end{array}$$

Ezen adatokból következik, hogy a fényes összetevőnek igen nagy vastagságú fénylő burka van, melyen óriási nyomás és hőmérséklet uralkodik, légköre is teljesen izzó gáz, a kevésbbé világítónál pedig a külső légrétegek még lehül-

¹⁾ β Lyrae pályaelemeinek kiszámítása spektroszkopiai és fotometriai adatokból A Math és Természettud. Értesítő legközelebbi füzetében.

tebb állapotban vannak. A kísérőnek hatalmas izzó magja is lehet, míg a főcsillag majdnem egészében gázállományu.

Belopolskynak 1897-iki spektroszkopikus adatai rámutattak a fényváltozás okára, a gondosan, exakt módon keresztülvitt fotometrikus észlelési anyag a kettős rendszer jellegét megdönthetetlenül megállapítja. A fényminimum akkor következik be, amikor a kísérő a látósugárra merőlegesen haladva megy el a főcsillag előtt.

Még nagyobb a fotometria jelentősége a bolygók fényváltozásának megállapításában. E téren a fotometria már nem mint segédeszköz, hanem mint önálló tudomány nyújt felvilágosítást a bolygók felületi viszonyaira, légkörük fizikai állapotára. E vizsgálatok óriási nehézségekbe ütköznek, első sorban Napunk fényességét kellene tökéletesen ismernünk, hogy következtetéseink tudományos értékűek lehessenek. Napunk fényességét még a múlt század közepén Zöllner vizsgálta meg, azóta sem történt semmi ez irányban. Zöllner részben lencseszerkezettel, részben abszorpciós üvegekkel tette mérhetővé a Nap fényét. Tüstént átláthatjuk, hogy e bonyolódott eljárás számtalan hibát csusztathat eredményeinkbe. E probléma lehető jó megvalósítása a tudományos kincseknek oly tárházát nyitná meg, melyből még az utókor is gyümölcsöző eredményeket aknázhatna ki. A kis bolygók átmérőinek értékei oly csekélyek, hogy más e célra szolgáló módszer elfogadható eredményekkel nem kecsegtethet bennünket.

Habár az imént említett és igen termékeny kérdések megvalósítása nagy nehézségeket okoz, a bolygók pusztá fotometriája is hálás adatokhoz vezet.¹⁾ Ma már a bolygók megvilágítási viszonyait számos oldalról elméletileg is tárgyalták úgy, hogy valamely bolygó fényességét minden időre előre kiszámíthatjuk. Az észlelés nyújtotta fényességek a számítottakkal összehasonlítva, az elméleti eljárások értékét adják meg. Ha az elmélet és észlelés egymást fednék, eljutnánk a bolygók fizikai állapotának ismeretéhez. Eddig háromféle elmélet ismeretes: Euler-, Lambert, Lommel-Seeliger-féle. Az a kevés fotometriai anyag, mely eddig rendelkezésünkre áll, e megvilágítási törvények érvényességét még nem képes eldönteni, csupán az állapítható meg belőle, hogy e törvények egymáshoz viszonyítva haladást jelentenek és feltétlenül tovább fejlesztendők.

¹⁾ Die Photometrie der Gestirne. Müller. 1897.

A bolygók fényességében mutatkozó ingadozások részben a bolygó Nap és Földtől való távolságának változására, megvilágításuk fázisszögére, esetleg tengelyük körül való forgásukra vezethetők vissza. Az utóbbi feltevést egyetlen bolygónál sem tudta Müller Potsdamban 10 éves megfigyelési anyagából határozottan megállapítani, bár a dolog természetéből folyik, hogy nemcsak a tengelyforgásnak, de a bolygó alakjának is lényeges szerep jut a fényváltozás előidézésében.

A mondottakból látjuk, hogy számos tenni való vár reánk és a fotometrikus adatok gyűjtése nem pusztán adathalmaz, hanem elméleti kutatások és tudományos jellegű következtetések alapja, melyből az égi testek fizikai állapotát leszünk képesek meghatározni.

Nem lesz tehát érdektelen, ha a fotometriát és a bolygókra való alkalmazását ismertetjük rámutatván azon pontokra, melyekből tudományos, gyakorlati hasznót meríthetünk.

A fotometria. Hogy a fotometria feladatát pontosan megállapíthassuk, a fényérzet fogalmát kell eddig még alkalmas feltevés alapján definiálnunk. A rezgési elmélet szerint a fény a rendkívül finom és igen csekély sűrűségű éter keresztrezgése. Azon hatás, melyet e rezgés látó idegeink közép-pontjában előidéz, a fényhatás, a világosság. E fényerősség definiálására önként kínálkozik az elevenerő fogalma. Valamely fényforrás fényerőssége alatt az összes tekintetbe veendő éterrészekké elevenerejét értjük: $\Sigma \gamma_{mv}^2$, mely éterrészekkéket a fényforrásból kiinduló, fényhatás keltésére alkalmas impulzusok készítettek rezgő mozgásba. A fotometria e fényerősség mérésével foglalkozik összehasonlítván valamely normal fényforrás erősségével egyes fényforrások erősségét.

A fényerősség fenti kifejezése implicite tartalmazza mindazon mennyiségeket, melyek a fotometriában döntő jelentőségűek. Ezek kifejtése képezi tehát legközelebbi feladatunkat. Az éterrészekké rezgése a terjedési irányra merőleges lévén a mechanika elemei szerint e mozgás egyenlete

$$m \frac{dx^2}{dt^2} = - Cx. \quad (1)$$

a hol x $t=t$ időpontban m részecskének az egyensúlyi helyzettől való távolát jelenti.

Ha

$$\frac{C}{m} = c^2$$

jelzést vezetjük be, akkor

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -c^2x \quad (2)$$

differentiál-egyenletet nyerjük.

Minthogy

$$\frac{d}{dt} \frac{1}{2} \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 = \frac{dx}{dt} \frac{d^2x}{dt^2}, \quad (3)$$

azért (2)-nek integrálásra alkalmas alakja:

$$\frac{d \frac{1}{2} \left(\frac{dx}{dt} \right)^2}{dx} = -c^2x \quad (4)$$

lesz. Azaz

$$\frac{1}{2} \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 = \frac{1}{2} \left(-c^2x^2 + c_1^2 \right),$$

melyből

$$dt = \frac{dx}{\sqrt{c_1^2 - c^2x^2}} \quad (5)$$

Ebből pedig

$$x = a \cos (ct + b) \quad (6)$$

lesz. $t = t$ időpontban a rezgő pont sebessége

$$v = \frac{dx}{dt} = -ac \sin (ct + b). \quad (7)$$

Az a és c integrációs állandók jelentését tüstént adhatjuk. Legyen $t=0$ azon idő, mikor a rezgő pont az egyensúlyi helyzettől való legnagyobb távolságát eléri. E pillanatban $v=0$; a (7) folytán $b=0$ követelés teljesül.

Ennélfogva

$$\begin{aligned} x &= a \cos ct \\ v &= -ac \sin ct \end{aligned} \quad (8)$$

egyenletek teljesen leírják az éterrészcseke mozgását.

A $t=0$ időpontban $x=a$ a legnagyobb kitérésben lesz a rezgő részecske. E legnagyobb kitérés a rezgés amplitúdója.

A $T = \frac{2\pi}{c}$ idő múlva pedig a mozgás minden fázisa újból kezdődik. E T idő egy teljes rezgés tartama.

Végre az éterrészcseke kitérése és sebessége $t=t$ időpontban:

$$x = a \cos \frac{2 \pi t}{T} \quad (9)$$

$$v = -a \frac{2 \pi}{T} \sin \frac{2 \pi t}{T}$$

egyenletekkel fejezhetők ki.

Ha az éterrezgés terjedési sebessége V , λ pedig a részecske két oly helyzete között levő távolság a tovaterjedés irányában, melyekben teljesen azonos fázisban volt, akkor

$$\lambda = V T. \quad (10)$$

E λ távolság a fény hullámhossza.

Ezekután valamely fényforrás erősségének pontos definícióját is adhatjuk, habár minden elemének pontos összefüggését nem is vagyunk képesek minden kétséget kizárólag megállapítani. Minthogy egy periodus alatt minden pillanatban más energiát mutat a rezgő részecske, a fényerősség legalkalmasabb definíciója az egy periodus tartama alatt jelentkező eleveenerők közepe, azaz:

$$J = \frac{\gamma m}{T} \int_0^T v^2 dt \quad (11)$$

A v^2 értékét helyettesítve:

$$J = \frac{\gamma m}{T} a^2 \left(\frac{2 \pi}{T} \right)^2 \int_0^T \sin^2 \frac{2 \pi t}{T} dt \quad (12)$$

Minthogy

$$\int_0^T \sin^2 \frac{2 \pi t}{T} dt = \left| \frac{T}{2 \pi} \left(-\frac{1}{4} \sin \frac{4 \pi t}{T} + \frac{2 \pi t}{2 T} \right) \right|_0^T = \frac{T}{2} \quad (13)$$

azért a (10) tekintetbe vétele után:

$$J = \Gamma V^2 \left(\frac{a}{\lambda} \right)^2 \quad (14)$$

lesz mechanikai szempontból egy éterrészecske eleven ereje. A V terjedési sebesség a tapasztalat szerint a hullámhossz függvénye. Minthogy az egyes hullámhosszakhoz tartozó terjedési sebességek között az eltérés csak csekély, azért V bátran állandóan tekinthető úgy, hogy

$$J = \Gamma V^2 \left(\frac{a}{\lambda} \right)^2 \quad (15)$$

Ha összetett fényforrással van dolgunk, akkor a (15) alatti kifejezés minden lehetséges λ -ra, $\lambda=0$, $\lambda=\infty$ -re képezendő. Ezen

λ értékekhez természetesen különböző amplitudók is tartoznak úgy, hogy összetett fény teljes energiája mechanikai szempontból:

$$I_0 = k \sum_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} \left(\frac{a}{\lambda} \right)^2. \quad (16)$$

Az a és λ összefüggéséről egész a múlt század 70-es éveig alig tudtak valamit. E téren az elsőség úgyszólván a mienk volt, mert dr. Kövesligethy Radó fordítá figyelmét először ezen összefüggés kifejtésére. Utána Weber, Paschen, Wien és Planck próbálkoztak a kérdés pontosabb megoldásával. A valóságot mind igen jól megközelítik, magasabb hőmérsékletnél és általában minden viszonyok között a valóságot a legjobban a Planck-féle egyenlet javított alakja adja vissza:

$$I = \frac{C_0 \lambda^{-5}}{c \frac{\lambda \vartheta}{C - 1}}, \quad (17)$$

a hol $c = 4.965 \lambda_m \vartheta$. A λ_m a legintenzívebben világító szinképező hullámhossza, ϑ a világító test sugárzási hőmérséklete.

Minthogy a fénymérésnél a dolog természete szerint csakis oly hullámhosszuságú sugarak jöhetnek figyelembe, melyek hatása a szó közönséges értelmében fényhatás, azért (15) és (17) alatti kifejezések összegezése $\lambda = H$ - és $\lambda = A$ -, a spektrum határait kijelölő vonalakra terjesztendő ki. Ily értelemben

$$k^2 \int_H^A \frac{a^2}{\lambda^2} d\lambda = C_0 \int_H^A \frac{\lambda^{-5}}{c \frac{\lambda \vartheta}{C - 1}} d\lambda \quad (18)$$

azaz az amplitudó a hullámhossz és a sugárzási hőmérséklet függvénye; az intenzitás, mint fényhatás, is e jellemzők által teljesen meghatározott mennyiség.

A (14) alapján eldönthetjük ama kérdést is, mikép kapjuk meg két vagy több fényforrás eredő intenzitását. Tegyük fel, hogy két fénypontból egyszerre érkezik szemünkbe fényhatás teljesen azonos hullámhosszal és fázissal. A két rezgés sebességének eredője:

$$V^2 = V_1^2 + V_2^2 + 2 V_1 V_2 \cos \alpha, \quad (19)$$

a hol α a két rezgés-sík metszésszöge. A (19) alatti kifejezés α különböző értéke mellett különböző értéket képvisel. E jelenség a polarizált fénynyel kísérletileg be is mutatható. Ha természetes fénynyel van dolgunk, azaz olyannal, melynél a rezgés iránya folytonosan változik, azaz a terjedési irányra merőleges síkban minden irányú rezgés előfordul, akkor a (19) jobb oldalán a 3-ik tag elesik, mert $\alpha = 0^\circ \dots 360^\circ$ közt oly rövid idő alatt futja be, hogy szemünk észre sem veszi; e harmadik tag hatása tehát zérus, azaz:

$$2\Sigma V_1 V_2 \cos \alpha = 0. \quad (20)$$

Két homogén, természetes fény által keltett fényhatás e szerint állandó, mert

$$\Sigma V^2 = \Sigma V_1^2 + \Sigma V_2^2. \quad (21)$$

Természetes fényforrások eredő intenzitása az egyes fényforrások intenzitásainak algebrai összege. Minthogy a világító felületek fénypontokból állóknak tekinthetők, azért az előbbi tétel általánosítható: a fényfelület fényereje egyenlő a felület egyes pontjaiból eredő fényerősségek algebrai összegével. Más szóval: a világító felületek intenzitása arányos a világító felület nagyságával.

A fényhatás erősségét eddig mechanikai szempontból fejtegettük, nem foglalkoztunk azon hatás, érzet, természetével, melyet bennünk a fényhatások, ingerek keltenek. A teljes fényerősség háromféle hatásban nyilvánul: hőhatásban a nagy hullámhosszú sugarak által keltett ingerekből, fényhatásban, világosságban $\lambda = H$ és $\lambda = A$ határok között levő sugarak által ébresztett ingerekből; kémiai hatást létesítenek a nagy törékenységgű sugarak, $\lambda = H$ és $\lambda = 0$ határok között levők. A fény teljes energiájából a szem csak a fényingereket fogja fel. Ezen ingerek a látóidegek által az agynak azon részéhez jutnak, mely a látás középpontja. Hogy ebben miféle folyamatok mennek végbe, hogy a látás érzete bennünk keletkezhessek, senki sem tudja. Ha látásérzet keletkezésének folyamatát nem is ismerjük, az érzetet befolyásoló tényezőket kellőleg ki tudjuk hámozni.

A tapasztalat igazolja, hogy a fényinger erőssége, a fény objektív intenzitásának nevezhető mennyiség, növekedése a

fényérzet növelését vonja maga után. A csekélyebb fényingerek fokozatai határozott törvényszerűséget mutatnak az érzetek különbözetét tekintve; az igen erős ingerek iránt idegrendszerünk annyira elveszti alkalmazkodó és felfogó képességét, hogy egy bizonyos határon túl semmiféle fényérzetkülönbözetet nem tudunk megállapítani.

Ha az objektív intenzitást I -vel, a fényezetet pedig E -vel jelöljük, akkor a mondottak értelmében E valami függvénye I -nek, azaz:

$$E = f(I) \quad (22)$$

A tapasztalat szerint a fényérzet módosul akkor is, ha a fényforrás erőssége állandó ugyan, de színe változik. Különösen olyan fényforrásoknál tapasztaljuk ezeket, melyeknél a színben igen nagy eltérések vannak. A gyakorlati életben számtalan ilyen eset merül föl. Ily fényforrások összehasonlítását jó eredménnyel csakis spektrálfotometriai úton oldhatjuk meg, melynél a szinképek egyenlő színű szalagjait, mezőit hasonlítják össze. Az ég fotometriájában a színbeli eltérések nem nagyon zavarók, mert a sárgás-fehér szín a legjobban megközelíti a legtöbb csillag színét, csupán a vörös színű csillagoknál lép fel nagyobb nehézség, különösen akkor, ha az összehasonlításra használt csillag más színű. A fényérzet tehát általánosságban:

$$E = \varphi(I, \lambda), \quad (23)$$

azaz az objektív intenzitás és a hullámhossz függvénye. Ha tehát a különböző fényforrások fényerejét össze akarjuk hasonlítani, akkor gyakorlati szempontból a normál fény színének változtathatóságára is a legnagyobb gond fordítandó.

Az f függvény kifejtését csakis kísérleti eredményekből várhatjuk. A fényhatásra vonatkozó alapvető kísérletet Fechner végezte. Két közel levő felhőrézletet figyelt meg. Fényességük különbsége úgy szabad szemmel, mint abszorbeáló üvegeken keresztül még épen észrevehető volt. Kísérlete eredményeként találta, hogy az abszorbeáló üvegeken át, melyek az eredeti intenzitásnak egy negyed részét elnyelik, a még észrevehető fénykülönbözet semmivel sem változik, ha

$$\frac{\Delta I}{I} = \text{állandó}. \quad (24)$$

Az inger és érzet között levő kapcsolat felkeresése céljából a fizika más ágaiból is végeztek kísérletet. Így jöttek rá, hogy két hang magasságának a különbsége ugyanaz, ha a rezgésidők különbségének viszonya az egész rezgésidőhöz állandó, azaz:

$$\Delta h = c_1, \text{ ha } \frac{\Delta T}{T} = c_2, \quad (25)$$

melyekből

$$\Delta h = c \frac{\Delta T}{T}, \quad (26)$$

a hol $c = \frac{c_1}{c_2}$.

Az inger és érzet között levő kapcsolat E. H. Weber kísérleteiből nyert általános érvényességet. E kapcsolatot Weber így fejezte ki: Erzetkülönbséget keletkezik, ha az ingerkülönbség az eredeti ingernek ugyanazon nehányadrészét teszi ki. E törvény az ég fotometriájában tüstént alkalmazható is, minthogy színbeli nagy különbségek az észlelés pontosságának határán belül úgy sem lépnek fel zavarólag.

Ha a fényinger fiziologiai hatása, a fényesség E , I az objektív intenzitás, akkor a Weber-féle törvény értelmében:

$$dE = c \frac{dI}{I}. \quad (27)$$

Integráció után:

$$E = c \log I + C. \quad (28)$$

A Fechner—Weber-féle törvény a régi fénykatalogusokból is bizonyítható. A régiak a szabad szemmel látható csillagokat azon hatás szerint, melyet a szemre gyakoroltak, fényességi osztályokba, ugynevezett csillagrendekbe, nagyságrendekbe osztották és pedig 6 osztályt különböztettek meg, minden egyes osztály fényességi különbsége a másikkra viszonyítva 1, illetve ennek többszöröse, azaz az egymásután következő osztályok fényességi különbsége állandó. Később e fényességi fokozat a gyengébb, teleszkopikus csillagokra is ki lett terjesztve. Az egyes fényességi osztályokat képviseljek 1, 2, 3, ..., m , e számok nem egyebek, mint a fényérzet értékei, az objektív intenzitásuk pedig I_1, I_2, \dots, I_m .

Ekkor a Weber-féle törvény értelmében:

$$E_m = m = c \log I_m + C \quad (29)$$

$$E_n = n = c \log I_n + C,$$

melyekből:

$$E_m - E_n = m - n = c \log \frac{I_m}{I_n}. \quad (30)$$

A (30) alatti egyenlet képezi az asztrofotometria alapját. A (28) általános érvényességénél fogva a (30) nemcsak egész m és n -re érvényes, hanem tört számértékekre is. A c állandó meghatározására a két legalaposabb becslési katalógust: Argelander „Uranometriáját“ és a „Bonner Durchmusterung“-ot vévén alapul, különböző osztályba tartozó csillagok becslés útján nyert fényességi értékéből és a (30) jobb oldali kifejezésének akár Zöllner módszere szerint, akár más megbízható exakt mérési módszerrel nyert értékéből a legkisebb négyzetek elmélete szerint számítván c -t oly csekély eltérés mutatkozik az egyes osztályokból nyert c értékek között, hogy c tényleg állandó. Ezzel a Fechner—Weber-féle törvény olyan támaszt nyert, hogy helyességében kételkedni nincs okunk. A c értéke 2.512.

A Fechner-féle törvényt eldönthetjük ama kérdést is, hogyan határozható meg egy csillagra nyert több észlelési értékekből a csillag fényerősségének valószínű értéke.

Legyenek a fényerősségre nyert értékek: I_1, I_2, \dots, I_n , ezekhez tartozó nagyságrendek: E_1, E_2, \dots, E_n ; a valószínű fényerősség legyen x , a hozzátartozó nagyságrend E_0 , ekkor

$$\begin{aligned} E_i &= c \log I_i + C \\ E_0 &= c \log x + C \\ i &= 1 \ 2 \ 3 \dots \end{aligned} \quad (31)$$

A (31) folytán

$$E_1 - E_0 = c \log \frac{I_1}{x}$$

$$E_2 - E_0 = c \log \frac{I_2}{x}$$

$$\vdots$$

$$E_n - E_0 = c \log \frac{I_n}{x}$$

egyenletek írhatók fel. Az x legvalószínűbb értékét nyerjük, ha

$$c \left(\log \frac{h_1}{x} \right)^2 + c^2 \left(\log \frac{h_2}{x} \right)^2 + \dots + c^2 \left(\log \frac{h_n}{x} \right)^2 = \text{minimum.}$$

avagy:

$$E_c = \frac{E_1 + E_2 + \dots + E_n}{n}. \quad (32)$$

A (33) szerint a nyert magnitudok, nagyságrendek szám-tani közepe adja a kérdéses nagyságrend legvalószínűbb értékét.

Miután a fényerősség és fényhatás között levő kapcsolatról, mint az inger és általa létesített érzet összefüggéséről szólottunk, definiálhatjuk a fotometria feladatát. A fotometria feladata a fényforrások fényerősségét megmérni és e mérési adatokból a fényerősség fiziológiai hatását, a fényérzet nagyságát kiszámítani. Az astrofotometria az égi testek fényerősségének mérésével és ezek nagyságrendjének kiszámításával foglalkozik a mondottak értelmében. Az astrofotometria feladatának kivételére több exakt módszert dolgoztak ki. A gyakorlatban a legnagyobb kedveltségnek örvendenek az ékfotométernél és a Zöllner-féle fotométernél alkalmazott módszerek. E módszerek ismertetését e helyen elhagyhatom, mind hogy intézetünk 1. és 3. számú kisebb kiadványai alaposan és a részletekben is teljesen kimerítik e módszerek gyakorlati értékeikre vonatkozó tapasztalatainkat. Itt még csak azt jegyzem meg, hogy a külföld több csillagvizsgálója is velünk azonos tapasztalatra jutott: az ékfotométer bármily egyszerű is az elve, nem felel meg a hozzá fűzött reményeknek, minthogy a szemet roppant fárasztja és ezzel érzékény-ségét, felfogó képességét aránylag rövid idő alatt módosítja. A Zöllner-féle fotométer már sokkal jobban eleget tesz a kívánalmaknak. Egyes észlelőknek azonban hosszú gyakorlat kell arra, hogy a fényegyenlőség megítélésénél teljesen meg-állapódott felfogás fejlődjék ki bennük. A felfogás állandóságát hosszú ideig az összehasonlító, mesterséges csillagok határozott korongszerű alakja zárja ki. A petroleum lámpa fénye több optikai közegen jutván át, még szintartalmából is veszít, mindig bágyadt; felületi fényessége sohasem oly intenzív, mint a természetes csillagé. Az ógyallai csillagvizsgáló kis Zöllner-féle fotométerében, mely a 6" távcsövünkre van alkalmazva, már a mesterséges csillagok szinteltebbek, a petroleum helyett Nernst-féle égőt alkalmaztunk. E lámpa

a fény-egyenlőség megítélését határozottan megkönnyíti, csak korongszerű alakja zavar még. A potsdami csillagvizsgálón újabban e zavaró körülményt is kiküszöbölték. Az elektromos lámpa fényét a megmérendő égi csillag fényessége szerint választandó környiláson bocsátják át. E fény a fotometer optikai tengelyétől egy kissé oldalra helyezett ezüstitel bevont üveggömböcskére esik, erről visszaverődve jut a fénymérő szerkezetbe. E mesterséges csillag alakja és színtartalma a természetesével majdnem azonossá tehető. Ily fotometerrel nyugodt légköri viszonyok mellett a fényegyenlőség majd 0.01 nagyságrendre pontosan ítéltető meg aránylag rövid gyakorlat után.

A mesterséges csillagok említett hibáin kívül van más, kevésbé zavaró hibaforrás is. Az intenzitás kör beállítását a szokásos Zöllner-féle fotométereknél az észlelőnek kell leolvasni igen gyenge megvilágítás mellett. Ezen idegen fénybár minden beállításnál és leolvasásnál egyformán van jelen és a valószínűség szerint mindig egyforma hatást is idéz elő. mégis időközönként zavarólag módosíthatja ítélőképességünket. Néhány csillagvizsgálón e hatás kizárása végett az intenzitás kör forgását az ékfotométernél alkalmazott regisztráló emelő szerkezettel hozták kapcsolatba. Az intenzitáskör kiemelkedő, számai ezen emelő szerkezettel tovább hajtott papírszalagra nyómodnak. E fotométernél tehát semmiféle idegen fény nem juthat a megfigyelő szemébe, ha az összehasonlító lámpa jól el van rejtve.

Az imént említettem hátrányok fokozódottan jelennek meg 1903-ban Toepfer Ottó potsdami műhelyében készült Zöllner-féle nagy fotométerünknel (26 ábra). Ennél a normal-lámpa még petroleumlámpa, fénye igen nagy fényveszteség után hosszú uton jut a fotometeren át. A lámpa az oculárvéggel szemközt levő helyen, vízszintes körálmön nyugszik, mely a háromlábú alsó rész függőleges tengelye körül forgatható. A fény az első teljes visszaverő prizmán és előtte levő gyűjtő lencsén át jut a második gyűjtő lencsére, ebből a fotometer előtt levő teljes visszaverő prizmán keresztül környilásokat tartalmazó lemezre, e környilásokon át pedig a fotométer belsejébe. Az egymás fölött levő teljes fényvisszaverő prizmák közül a felső a műszer körosztályzatai előtt levő forgatható tükrökre juttatja a fényt a körök beállíthatása és az intenzitáskör adatainak leolvasása végett. Jóllehet ennyi

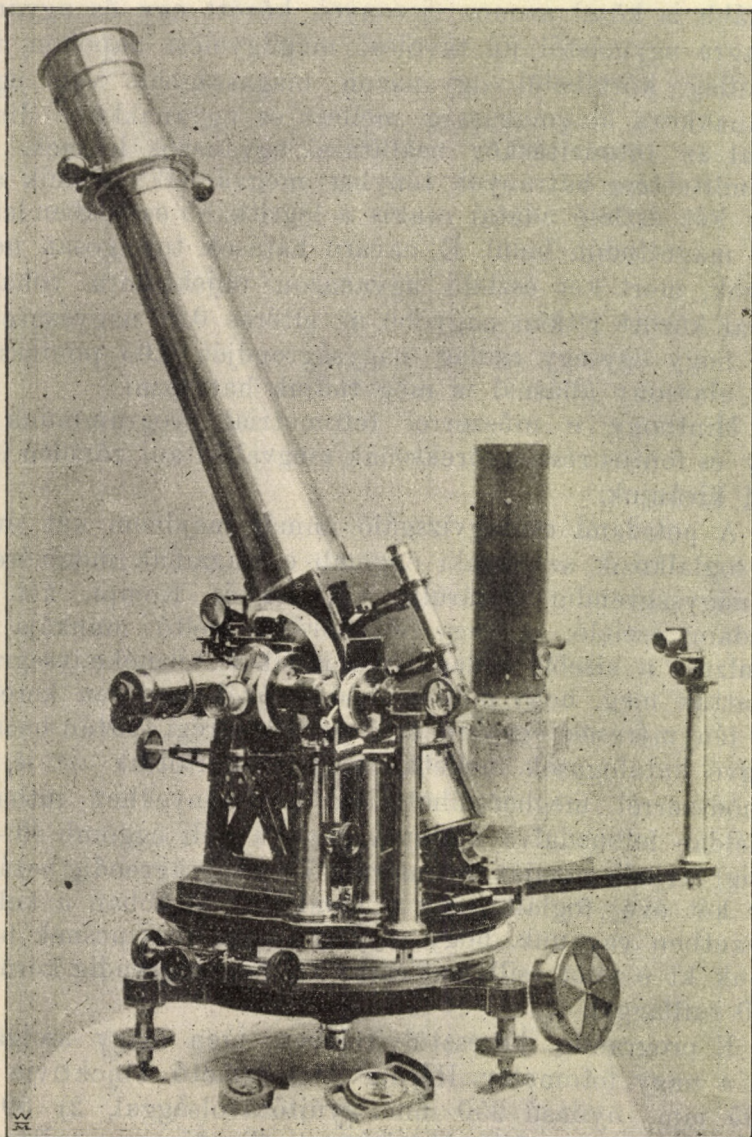
közegen át igen meggyöngült és színében is nagyon megfogyatkozott fény jut csak a fotométerbe és a tükrökre jutó fény is csak zavarólag hathat az észlelőre, mégis eddigi tapasztalataink után kimondhatjuk, hogy méréseink igen jók és számottevők. Aránylag rövid gyakorlat után annyira állandó felfogása lesz az embernek, hogy azonos légköri, vagy legalább is közel azonos viszonyok között egy és ugyanazon csillagra egymástól jól távoleső megfigyelési napokon, mikor a csillag körülbelül ugyanazon magasságban van egy és ugyanakkora lángmagasság mellett és ugyanakkora diafragmával az intenzitáskör beállításai ugyanazok lesznek. Hogy az említettem hátrányok tényleg megvannak, kitűnik abból, hogy két észlelő adatai csakis a legritkább esetekben lesznek 0.05 magnitudón belül. E zavaró hatások tulságosan nem is nagyok, mert két észlelő ugyanazon objektumra vonatkozó adatai között ritkán nagyobb az eltérés 0.20 nagyságrendnél úgy, hogy egy-egy csillag nagyságrendjét 0.05 pontossággal még alacsony állásnál is meg tudjuk határozni.

Minthogy e műszerrel fotometriai programmunk igen nagy és fontos részét törekszünk megvalósítani, röviden ismertetni kívánjuk.

A potsdami csillagvizsgáló immár majdnem két évtized óta foglalkozik az északi éggömb csillagainak megmérésével 7.5 nagyságrendig bezárólag. Müller és Kempf, két híres potsdami észlelő, e nagy elismerésre méltó munkája adott impulzust a kisebb csillagvizsgálóknak a termékenységre. Ők mutatták meg, hogy Zöllner módszerével gondosan keresztülvitt fénymérések égetően szükségesek a régi tisztán becslésen nyugvó katalógusok mellett, de bebizonyították azt is, hogy e módszerrel megbecsülhetetlen eredményekhez juthatunk. E példán felbuzdulva kitűztük, hogy a déli éggömb (0°-tól—10°-ig) terjedő zónáját megmérjük 7.5 nagyságrendig bezárólag. Már két éve foglalkozunk e munkával és abban a kellemes helyzetben vagyunk, hogy a f. év őszén közkincsnek bocsáthatjuk ki e zóna csillagait egész 7.0 nagyságrendig körülbelül 1300 csillaggal.

E program keresztülvételében igen nagy szolgálatot tesz a nagy fotometer Három kicserélhető objektívje van: 1) 95 mm. nyílású 950 mm. gyújtótávolsággal, 2) 50 mm. nyílású. 450 mm. fokustávolsággal, 3) 25 mm. nyílással és 100 mm. gyújtótávolsággal. Az első 6.0-tól 8.0 nagyságrend

között levő csillagok megmérésére alkalmas és a távcső végében helyezhető el, a második 4.0-tól 6.0-ig használható és a műszer tubusában elhelyezett teljes visszaverő prizma és a távcső vége között a csőben kivágott és befödhető nyíláson helyezhető a fénysugár irányába, a 3-ik az okulár és



26. ábra.

teljes visszaverő prizma között a távcsőbe illeszthető és 4.0-tól a legfényesebb csillagok megmérésére is alkalmas, ha a távcső végén feltehető szektorfedőt is használjuk. E kis objektív még a bolygók képét is pontszerűnek adja, ennél fogva ezek megvilágítási viszonyainak tanulmányozását is lehetővé teszi.

A műszer, mint említém, ez idő szerint még petroleum lámpájú, mert az eddig észlelt anyag egyöntetűségét nem akartuk bolygatni. A bolygók megvilágítási viszonyainak kipuhatólása végett igyekszünk azonban a legcélszerűbb módon berendezni, hogy e rendkívül kényes téren igen nagy súlylyal bíró adatokkal gazdagíthassuk a fotometriát.

A műszer, mint alakja is elárulja, passage-féle műszer, avagy teodolith. A fotometerszerkezetből a normálfény az okulárvéget tartalmazó cső oldalán jut a 45° -nyi szög alatt hajló tükörre. Hogy a csillagokat beállíthassuk, a csillagok óraszögéhez és deklinációjához táblázatot kellett szerkesztenünk, melyből tetszés szerinti időponthoz tartozó azimutot és magasságot nyerhetjük. Az észlelés keresztülvitelében a potsdamiaktól eltérünk. Erre a következő körülmények kényszerítettek bennünket. A beállítás sokkal időrablóbb, mint óraszög és deklináció közvetlen felhasználásánál, másrészt az egyenlőség felfogásában két észlelő között oly szisztematikus eltérés van, mely lehetetlenné teszi, hogy egyik észlelő adatai a másikat befolyásolhatja. Minthogy a teljes egyenlőség a diafragma által létesített mesterséges csillagokkal sohasem érhető el, azért az észlelők az egyenlőség megítélésénél állandó felfogást szereznek ugyan, de egyik valami csekélyszer fényesebb, a másik gyengébbnek veszi az összehasonlító, normál fényforrást.

Tüstént átláthatjuk azonban azt is, hogy két-két csillag fényerősségének viszonyából mindkét észlelőnél e tényezők kiesnek, azaz a nagyságrend-különbözeteket mindkét észlelő az észlelés elérhető pontosságán belül állandónak nyeri. Minthogy e szisztematikus eltérés közöttünk mindig megvan, ugyanazon csillagot bátran mérheti egyikünk a másika után. Így a kétszeres beállítást elkerülve rövid idő alatt nagyobb anyagot dolgozhatunk fel.

Műszerünk mechanizmusának előnyei az azimut és magasságban végtelen csavarral eszközölhető finom mozgásai és az intenzitáskör forgatásánál alkalmazott igen kényelmes mozgásáttétel. A kis fotóméternél az intenzitáskörnek fogan-

tyujával való forgatása a kart kifárasztotta, minthogy karunkat fel kellett tartanunk, ennél azonban a kar vízszintes helyzetben forgatja az áttétel alsó csavarját, mely a rajzon a bal oszlopnál látható.

Rendkívül érdekes vizsgálatokat végezhetünk a fotométer koloriméterével. Egyik a koloriméterről szóló dolgozatomban dr. Kövesligethy nyomán a Planck-féle spektralegyenletet felhasználtam az állócsillagok felületi hőmérsékletének megállapítására; néhány próbamérésem e tekintetben is a műszer hasznos alkalmazhatósága mellett bizonyított. A koloriméter még fontosabb szolgálatot teljesít a színes csillagok osztályozásánál. Általános jellegű becslés útján készült csillag-katalogusaink vannak, melyekben a csillagok uralkodó színük szerint vannak rendezve. E rendezésnek azonban nincs meg a belső tartalma, melyből a csillagok azonos fizikai természetű osztályaira következtethetnénk. Igen kíváncsi és figyelemreméltó munka volna főképen a sárga és a vörös színű csillagokat a koloriméter adatai szerint rendezni, hogy e színes csillagok egyes osztályait ily módon mintegy fizikai állapotuk szerint ismerhessük. E feladat könnyen és jól kivihető volna, mivel a sárga és a vörös színeket a legjobban lehet a koloriméterrel előállítani.

Hogy fotometriai méréseink fontosságáról és megbízhatóságáról biztosítékot nyerjünk, a potsdami fotometriai katalogus két jól megmért csillagjának fényességkülönbségét határoztuk meg oly módon, hogy a fotométer mesterséges csillagának különböző szintet adtunk a koloriméterrel és e különböző színű mesterséges csillagokkal végeztük az összehasonlítást. Ez alkalommal meggyőződünk arról, hogy a különböző színű összehasonlító az észlelő munkáját nagyon megnehezíti az egyenlő fényesség megítélésében, az eredményre, a két természetes csillag fényesség különbségére, azonban semmiféle határozott befolyással sincs. E kísérleteinknek másik eredménye meg az, hogy a koloriméterrel az objektív intenzitás és a szín között levő összefüggés is ki-puhatolhatónak ígérkezik. E tekintetben részletes vizsgálódásokat később fogok végezni és remélem, hogy a Planck-féle egyenlet egyszerű kísérleti igazolását is adhatom.

Az összehasonlító csillag színének befolyását a potsdami katalogus következő két csillagjánál próbáltuk ki.

P. D. I. 1089 számú csillagja; fényessége $6.64 = A$

„ „ 1407 „ „ „ 7.19 = B

Méréseinkről az áttekintést a I. táblázat adja. Jelzések: SF = sárgásfehér, V = vörös, VS = vörössárga, KF = kékesfehér.

Tekintve azt, hogy a két csillag fényességének különbsége $+0.55$ a valóságban, ezen első próbamérés is kielégítő eredményhez vezetett: két csillag fényességének különbségére az összehasonlító csillag színe határozottan megállapítható befolyással nincs.

A bolygók fotometriája.*

A nem önálló fényű objektumok fényességi viszonyaira több törvényt állítottak fel, hogy az észlelési eredmények fizikai magyarázatát adhassák. Minthogy csillagvizsgálónk is hozzájárulni kíván e nagy fontosságú kérdések megvilágításához, e helyen felhasználom az alkalmat vizsgálataink rövid ismertetésére.

Minthogy a fény intenzitásának fogalmát már megállapítottuk, megvizsgálhatjuk, miként változik a fény intenzitása a távolsággal.

A fényelmélet szerint azon impubzusok, melyek egymásutánjából foghatjuk fel a fény intenzitását, izotrop közegekben minden irányban állandó sebességgel terjednek tova. Anizotrop közegekben a különböző irányokban a terjedési sebesség különböző, mert a közeg tömecseinek különböző csoportosulása folytán a közeg tömecsei között levő üregeket betöltő éter rugalmassága is változást szenved.

A jelen esetben izotrop közegekkel kívánunk foglalkozni. A világító pont körül képzeljünk r_1 , illetve r_2 sugarú gömböket. Az r_1 sugarú gömb felületén a rezgés amplitudója a_1 , az r_2 -ön pedig a_2 legyen. A felület egységen rezgő étermennyiség legyen μ , a $d\omega$ felület elemen e szerint: $\mu d\omega$ lesz. Az r_1 sugarú gömb $d\omega$ felület elemén rezgő $\mu d\omega$ éterrészezske eleven ereje tehát:

$$\mu d\omega \left(\frac{\pi}{T} \right)^2 a_1^2 \quad (33)$$

Az egész gömbfelületen uralkodó eleven erő e szerint:

$$\mu \left(\frac{\pi}{T} \right)^2 a_1^2 \int_0^{r_1} d\omega = 4 \mu a_1^2 r_1^2 \frac{\pi^3}{T^2} \quad (34)$$

* G. Müller. Photometrie der Gestirne. Publ. des astrophys. Observatoriums zu Potsdam. VIII. Band.

I. Táblázat.

Észlelés ideje csillagjában 1905.	Észlelő	Csillag	I	II	III	IV	J	z	lg sin ² J	log sin ² J extinkcióval javítva.	Különbség		Fényesség.	Közép	Szin
											logarithmusban.	fénységekben.			
Márc. 5. 8 ^h 7 ^m	Terkán	A	36.0	37.2	32.5	33.4	34.77	38.0	9.5122	9.5333	0.1437	+0.36	+0.36		SF
8 28	"	B	28.0	29.8	27.4	29.4	28.65	42.0	9.3615	9.3896					
8 10	"	A	21.2	20.8	21.6	21.8	21.35	38.1	9.1224	9.1437	0.2583	+0.64	+0.64		V
8 22	"	B	16.2	16.4	15.6	14.0	15.55	42.4	8.8565	8.8854					
8 13	"	A	22.3	23.3	21.0	23.8	22.60	38.2	9.1693	9.1908	0.2498	+0.62	+0.6		VS
8 25	"	B	15.6	17.8	17.2	15.9	16.62	42.1	8.9127	8.9410					
8 16	"	A	38.8	42.7	39.1	43.2	40.95	38.3	9.6330	9.6546	0.1301	+0.32	+0.32		KF
8 19	"	B	35.4	34.3	34.4	31.8	33.97	43.0	9.4944	9.5245				0.48	
Márc. 5. 8 ^h 8 ^m	Czuczv	A	32.1	33.8	31.6	32.4	32.47	38.0	9.4597	9.4808	0.1654	+0.41	+0.41		SF
8 29	"	B	27.4	26.2	26.6	27.3	26.12	42.0	9.2873	9.3154					
8 11	"	A	22.8	24.0	22.2	20.3	22.37	38.1	9.1608	9.1821	0.2611	+0.65	+0.65		V
8 23	"	B	15.2	17.3	16.2	16.2	16.22	42.4	8.8921	8.9210					
8 14	"	A	18.8	20.3	20.6	20.7	20.10	38.2	9.0722	9.0937	0.2497	+0.62	+0.62		VS
8 26	"	B	14.4	15.3	14.0	15.6	14.82	42.1	8.8157	8.8440					
8 17	"	A	40.0	39.2	39.7	38.2	39.27	38.3	9.6028	9.6244	0.2497	+0.62	+0.62		
8 21	"	B	27.9	29.2	26.5	28.6	28.05	43.0	9.3446	9.3747				+0.57	

Hasonlóképp a második gömb felületen:

$$4 \mu a_2^2 r_2^2 \frac{\pi^3}{T^2} \quad (35)$$

Az energia megmaradásának elve értelmében e két kifejezés egyenlő. Ebből következik, hogy

$$a_1 r_1 = a_2 r_2, \quad (36)$$

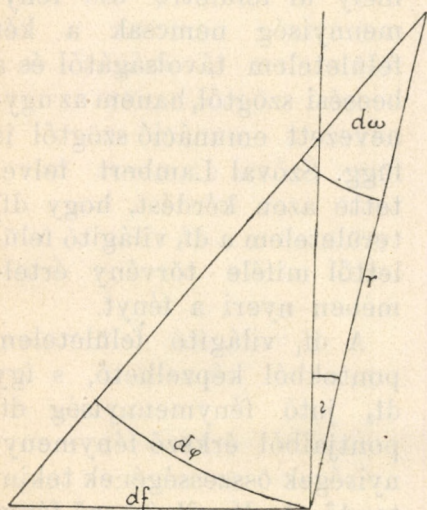
azaz az amplitudók a távolsággal fordítva arányosak. Ha az első gömbfelületen a fény intenzitása I_1 , a másodikon I_2 , akkor

$$\begin{aligned} I_1 &= C \cdot a_1^2 \\ I_2 &= C \cdot a_2^2 = C \cdot a_1^2 \frac{r_1^2}{r_2^2} \end{aligned} \quad (37)$$

azaz

$$I_1 : I_2 = r_2^2 : r_1^2; \quad (38)$$

a fény intenzitása tehát izotrop közegben a távolság négyzetével fogy. E törvény a bolygók megvilágításának is alaptörvénye.



27. ábra.

Ezen alaptörvény segélyével a bolygók megvilágítására első ízben Euler állított fel törvényt. Kereste, hogy egy világító pont a tőle r távolságban levő df felületnek mennyi fényt ad.

Azon fénymennyiség alatt, mely egy világító pontból valamely testre jut, értjük a test egyes pontjain uralkodó fénymozgások eleven erejének összességét. A df felülelelemre jutó ily fénymennyiség legyen dq . A dq P világító pontból esik df területelemre. r legyen df távolsága P-től, i a beesés

szöge. Rajzoljunk P körül az l -nyi és r sugárral gömböket. Az egységnyi sugarú gömb $d\omega$, az r sugarú $d\varphi$ gömbsüveget határozza meg. Ezekre áll

$$d\omega : d\varphi = 1 : r^2 \quad (39)$$

Másrészt

$$d\varphi = df \cdot \cos i \quad (40)$$

Az egységnyi területre az egységnyi távolságból merőlegesen beeső fénymennyiség legyen I , ennél fogva $d\omega$ felületre $I d\omega$ esik.

Minthogy az elevenerek összege $d\omega$, $d\varphi$, df felületen ugyanazok, azért a df felületre eső fénymennyiség szintén:

$$dq = I d\omega \quad (41)$$

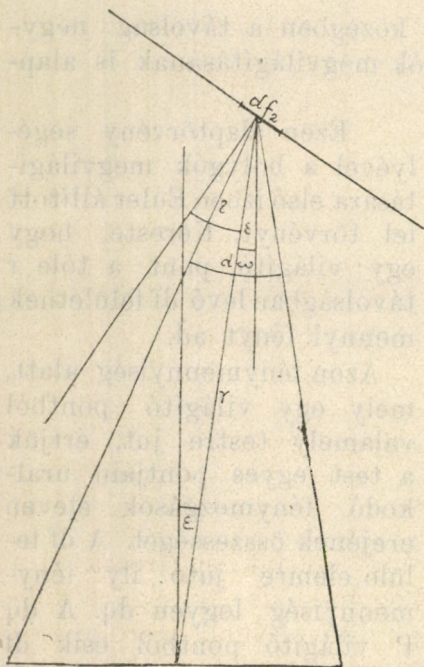
Tekintve e három felületelem összefüggését, dq , a df felületelemre P világító pontból eső fénymennyiség:

$$dq = I \frac{df \cos i}{r^2} \quad (42)$$

Minthogy e megvilágítási törvény fogyatékosága az első megfigyelésekből is kitűnt, helyesebb törvényt kerestek. Euler

formulájának javítását Lambert származtatta, ki tekintetbe vette, hogy a világító test felületelemekből áll és egyes felületelemekből valamely df felületre eső fénymennyiség nemcsak a két felületelem távolságától és a beesési szögtől, hanem az ugynevezett emunáció szögtől is függ. Szóval Lambert felvette azon kérdést, hogy df_2 területelem a df_1 világító felülettől miféle törvény értelmében nyeri a fényt.

A df_1 világító felületelem pontokból képzelhető, s így df_2 jutó fénymennyiség df_1 pontjaiból érkező fénymennyiségek összességének tekintendő. A df_1 -ről érkező fénymennyiség arányos tehát df_1



28. ábra.

nagyságával. Lambert szerint e fénymennyiségnek függnie kell ε , emanáció szögtől is úgy, hogy df_2 -re eső dq fénymennyiség Lambert szerint:

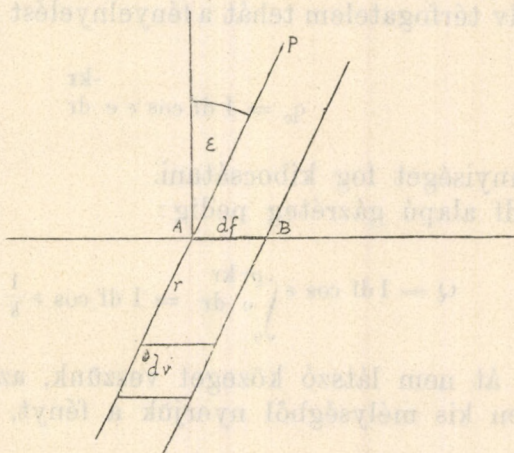
$$dq = I df_1 df_2 \frac{\cos i}{r^2} f(\varepsilon) \quad (43)$$

A $f(\varepsilon)$ -t Lambert $f(\varepsilon) = \cos \varepsilon$ veszi fel. A Lambert-féle megvilágítási törvény tehát:

$$dq = I df_1 df_2 \frac{\cos i \cos \varepsilon}{r^2} \quad (44)$$

Lommel behatóbban foglalkozott Lambert törvényével, ennek szigorú bizonyítását is adta és kimutatta, hogy Lambert törvénye az emanáció törvénynek egy speciális esete, és csak akkor érvényes, ha megszilárdult felületek emanáció képességét vizsgáljuk.

A Napnak, mint önálló fényű testnek a fénye nemcsak a külső felületéről származik, hanem jó vastag fénylő rétegből.



29. ábra.

Vizsgáljuk meg, miféle törvény szerint sugározza ki a fényt valamely fénylő gázzréteg. Legyen I az egységnyi köbtartalmú gázzréteg által az egységnyi távolságból merőlegesen kisugárzott fénymennyiség az egységnyi felületre abszorpció nélkül. A dv térfogatelem:

$$dv = dr \cos \varepsilon df. \quad (45)$$

A dv térfogatelem tehát az egységnyi távolságból AP irányban

$$q = I df dr \cos \varepsilon \quad (46)$$

fénymennyiséget fog küldeni az egységnyi felületre fényelnyelés nélkül.

Fel kell azonban tételeznünk, hogy a világító réteg belsejében fényelnyelés mindig történik. A q -ból elnyelt fény-mennyiség az extinkció törvény értelmében:

$$dq = -k q dr, \quad (47)$$

azaz

$$q_0 = q e^{-kr}, \quad (48)$$

a hol q_0 az r vastagságú rétegből AP irányban kibocsátott fénymennyiség.

A dv térfogatelem tehát a fényelnyelést is számításba véve

$$q_0 = I df \cos \varepsilon e^{-kr} \quad (49)$$

fénymennyiséget fog kibocsátani.

A df alapú gázréteg pedig:

$$Q = I df \cos \varepsilon \int_0^{\rho} e^{-kr} dr = I df \cos \varepsilon \frac{1}{k} \left\{ 1 - e^{-k\rho} \right\}. \quad (50)$$

Ha át nem látszó közeget veszünk, azaz olyat, melynél csak igen kis mélységből nyerjük a fényt, akkor

$$Q = \frac{1}{k} I df \cos \varepsilon, \quad (51)$$

mert ennél

$$\frac{q_0}{q} = e^{-k\rho} = 0 \text{ vehető.} \quad (52)$$

At nem látszó közegeknél merőleges kisugárzás mellett az egységnyi felületre jutó fény

$$Q_0 = \frac{1}{k} I \, df, \quad (53)$$

mert $\varepsilon = 0$. Ennélfogva:

$$Q = Q_0 \cos \varepsilon, \quad (54)$$

azaz a Lambert-féle $f(\varepsilon) = \cos \varepsilon$. Ha tehát Napunk át nem látszó közeg volna, azaz ha csak külső felülete sugározná a fényt, akkor a Lambert-féle törvény tényleg helyes.

Ha átlátszó közeggel van dolgunk és e réteg vastagsága R , akkor az integrációt $r = 0$ és $r = \frac{R}{\cos \varepsilon}$ határok között kell végrehajtanunk. E R vastagságú gázréteg által df felületen át AP irányban kibocsátott fénymennyiség:

$$Q = \frac{1}{k} I \, df \cos \varepsilon \left\{ 1 - e^{-k \frac{R}{\cos \varepsilon}} \right\} \quad (55)$$

lesz. Az $\varepsilon = 0$ esetben pedig:

$$Q_0 = \frac{1}{k} I \, df \left\{ 1 - e^{-k R} \right\}, \quad (56)$$

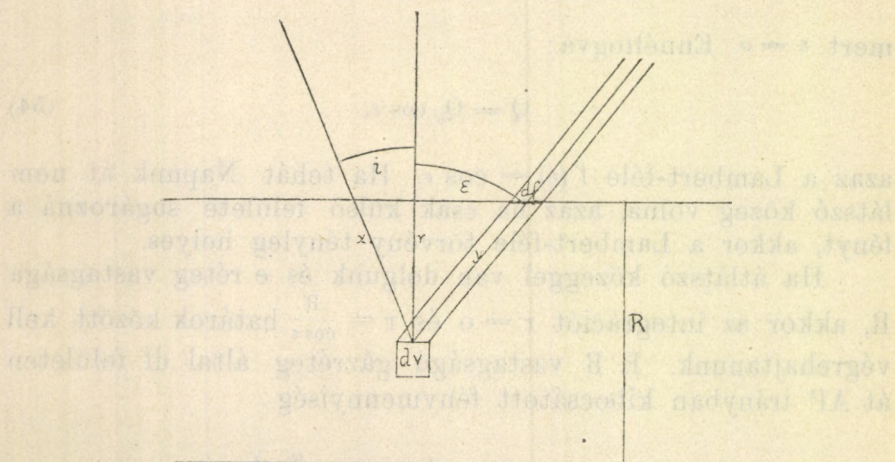
azaz

$$Q = Q_0 \cos \varepsilon \frac{1 - e^{-k \frac{R}{\cos \varepsilon}}}{1 - e^{-k R}}, \quad (57)$$

mely csak akkor megy át a Lambert-féle feltevésbe, ha az átlátszó közeg vastagsága $R = \infty$.

Már e néhány megjegyzésből is látható, hogy a Lambert-féle megvilágítási törvény sem adhatja vissza a valóságot. E törvényeknek inkább elméleti jelentőségük van. Számolnunk kell azzal is, hogy a Napról érkező fény a bolygók légkörében sokféle változásnak lehet alávetve, elnyelést szenvedhet, a megmaradt fénymennyiség szétszóródhatik. Nagyon valószínű, hogy a bolygók a Nap diffúz fényében láthatók. E meggondolások alapján Lambertnek az emánáció törvényére végzett meggondolásai alapot adtak a megvilágítás helyesebb uton való tanulmányozására: Lommel és Seeliger a fotometrikus adatoknak jobban megfelelő világítási törvényt származtattak.

Legyen L azon fénymennyiség, melyet a Nap a megvilágított bolygó felületén a térfogategységnek ad. A r mély-



30. ábra.

ségben levő térfogatelem i beesésszög alatt x uton érkező fényből nyer:

$$dq' = L dv e^{-kx} \quad (58)$$

fénymennyiséget, ha ezen uton az abszorpció-koefficiens k . E fénymennyiségnek μ részéről feltesszük, hogy minden irányban visszaverődik dv térfogatelemről, ε emunáció szög alatt kisugárzó fény e szerint:

$$\frac{\mu}{4\pi} dq' \quad (59)$$

lesz. Minthogy a fénynek y utat kell megtennie, hogy a bolygóból kiléphessen, és ezen az uton természetében már megváltozott fény újabb elnyelést szenved, a dv térfogat elemről kilépő fény lesz;

$$dq = \frac{\mu}{4\pi} dq' e^{-k'y} = \frac{\mu}{4\pi} L dv e^{-(kx + k'y)} \quad (60)$$

A bolygó légkörébe való behatolásnál a fényből a legnagyobbbrészt a vörös, sárga sugarak veszítenek mennyiségük-

ből, a kilépésnél tehát a fennmaradó kék sugarak kevésbé változnak meg; ennél fogva $k' < k$.

Minthogy

$$x = \frac{r}{\cos i}, y = \frac{r}{\cos \varepsilon}, dv = df dr, \quad (61)$$

azért

$$dq = \frac{\mu}{4\pi} L df e^{-\left(\frac{k}{\cos i} + \frac{k'}{\cos \varepsilon}\right)r} dr. \quad (62)$$

Azon fénymenyiség tehát, mely df felületelemen át a szemünkbe jő:

$$q = \frac{\mu}{4\pi} L df \int_0^R e^{-\left(\frac{k}{\cos i} + \frac{k'}{\cos \varepsilon}\right)r} dr \quad (63)$$

a hol R azon réteg mélysége, melyről még fény jön vissza. E mélységben tehát

$$e^{-\left(\frac{k}{\cos i} + \frac{k'}{\cos \varepsilon}\right)R} \quad (64)$$

elenyésző csekély.

Ezt tekintetbe véve az integráció végrehajtása után:

$$q = \frac{\mu}{4\pi} L df \frac{k \cos \varepsilon + k' \cos i}{\cos i \cos \varepsilon} \quad (65)$$

lesz a Lommel-Seeliger-féle megvilágítási törvény alakja.

Az álbedo fogalma. A következőkben oly fogalmat vezetünk be, mely későbbi megfontolásaink alapján a bolygók fizikai természetére lényeges felvilágosítást nyújt.

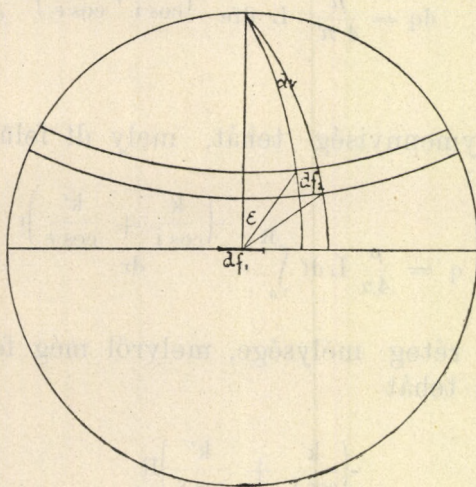
Legyen L azon fénymenyiség, melyet valamely fényforrás a területegységre merőlegesen juttat. Az i beesési szög alatt a df_1 felületelem meggondolásaink értelmében $L \cos i$ df_1 fénymenyiséget kapja. Az ε emanáció szög alatt egységsíni távolságban levő df_2 területelem

$$dq = C L df_1 df_2 f(i, \varepsilon) \quad (66)$$

fényt nyeri, ha a megvilágítási törvényt általánosságban $f(i, \varepsilon)$ -al jelöljük. A C minden világítási törvénynél természetesen más állandó lesz. Ha df_1 körül az egységnyi sugárral félgömböt rajzolunk, akkor e félgömbre eső fény:

$$q = C L df_1 \Sigma f(i, \varepsilon) df_2 \quad (67)$$

alakban írható fel.



31. ábra.

Ha a meridian- és parallel-köröket meghuzzuk, a df_2 területelem

$$df_2 = d\varepsilon \sin \varepsilon dv.$$

Igy tehát a félgömbre eső fény:

$$q = C L df_1 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \varepsilon d\varepsilon f(i, \varepsilon) \int_0^{\frac{\pi}{2}} dv = C L df_1 2\pi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \varepsilon f(i, \varepsilon) d\varepsilon$$

Lambert albedo alatt azon számot értelmelte, mely megadja, hogy az egységnyi sugárú félgömbre eső fény hányad része a df_1 felületelemre esőnek, azaz:

$$A = \frac{q}{L \cos i \, df_1} = 2\pi C \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{f(i, \varepsilon)}{\cos i} \sin \varepsilon \, d\varepsilon. \quad (68)$$

Az albedo tehát általánosságban a beesési szög függvénye. Seeliger ezért a közepes albedo fogalmát hozta be. Az i beesési szöghöz tartozó keskeny gömböv mentén df_1 elemre eső fényből ugyanazon néhányad rész verődik a félgömbre, azaz e gömböv minden pontjára vonatkozólag az albedo állandó.

Seeliger szerint a közepes albedo:

$$A' = \frac{1}{2\pi} \Sigma A \, d\omega, \quad (69)$$

azaz az egyes $d\omega$ övekhez tartozó albedok összege osztva a félgömb felületével.

A

$$d\omega = 2\pi \sin i \, di, \quad (70)$$

azaz oly szalag, melynek alapja a $2\pi \sin i$, magassága di .
Ennélfogva

$$A' = \int_0^{\frac{\pi}{2}} A \sin i \, di, \quad (71)$$

vagy A fenti értékét felhasználva

$$A' = 2\pi C \int_0^{\frac{\pi}{2}} \operatorname{tgi} \, di \int_0^{\frac{\pi}{2}} f(i, \varepsilon) \sin \varepsilon \, d\varepsilon. \quad (72)$$

A Lambert-féle törvény értelmében $f(i, \varepsilon) = \cos i \cos \varepsilon$, ennélfogva e világitási törvény esetében $A = A' = \pi C$, azaz az albedo két meghatározása ugyanazon eredményhez vezet.

A Lommel-Seeliger-féle törvény értelmében:

$$f(i, \varepsilon) = \frac{\cos i \cos \varepsilon}{\cos i + \lambda \cos \varepsilon}, \quad (73)$$

ha

$$\frac{k}{k'} = \lambda. \quad (74)$$

Igy a Seeliger-féle albedo

$$A' = 2\pi C \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin i \, di \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\sin \varepsilon \cos \varepsilon}{\cos i + \lambda \cos \varepsilon} \, d\varepsilon. \quad (75)$$

Az integrációk elvégzése után

$$A' = \frac{\pi C}{\lambda} \left\{ 1 - \lambda \log \lambda + \frac{\lambda^2 - 1}{\lambda} \log(1 + \lambda) \right\}, \quad (76)$$

mely csak akkor megy át a Lambert-féle albedoba, ha $\lambda = 1$. azaz ha az elnyelőképesség a ki- és belépő fényre ugyanaz.

A most tárgyalt megvilágítási törvényekből levezethetők azon alakok, melyekből a bolygók megvilágítása tanulmányozható. A bolygóknál bennünket azon fénymennyiség érdekel, melyet ezek látható felületükről szemünkbe juttatnak. A bolygó df területeleme az i beesés szög alatt érkező és ε emánáció szög alatt kilépő fényből a következő fénymennyiségeket sugározza ki a távolság egységben lévő terület-egységekre.

$$dg_1 = \Gamma_1 \, df \cos i \cos \varepsilon \quad (77)$$

$$dq_2 = \Gamma_2 \, df \frac{\cos i \cos \varepsilon}{\cos i + \lambda \cos \varepsilon}$$

$$dq_3 = \Gamma_3 \, df \cos i$$

a Lambert, majd Lommel-Seeliger, illetve Euler-féle törvények alapján. A Γ_1 , Γ_2 , Γ_3 e világítási törvények állandói, természetesen minden egyes bolygóra más értékűek. Ezen állandók lényegesen különböznek az első ízben levezetett három törvény állandóitól. Már Lambert-féle törvény alkalmazásánál kénytelenek voltak feltenni, hogy df felület az i szög alatt beeső fénynek csak egy részét veri vissza ε szög alatt. Ezen alapon vezettük be az albedot.

Most

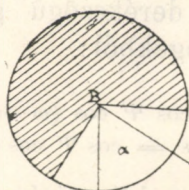
$$\Gamma_1 = C_1 L = \frac{A_1}{\pi} L \quad (78)$$

$$\Gamma_2 = \frac{1}{4\pi} \frac{\mu}{k} L = \frac{A_2}{\pi} L$$

$$\Gamma_3 = C_3 L = \frac{A_3}{2\pi} L$$

Ezek közül Γ_2 -nek már eredeti jelentése van, a C_2 helyett $\frac{1}{4\pi} \frac{\mu}{k}$ kell írunk. A Γ_3 -nál analógia alapján használtuk A_3 albedo jelzést.

Hogy kiszámíthassuk valamely időpontban a bolygó fényességét, ismernünk kell a megvilágított felület nagyságát. A látósugár úgy a Földről F, mint a Napról N merőleges a



32. ábra.

bolygó felületére. Így kapjuk meg a rajzban is jelzett világos részt a bolygón B. Az FB és NB egyenesek által bezárt szöveget fázisszögnek nevezzük. A R Napunk távolsága a Földtől, r a bolygó távolsága a Naptól, Δ a bolygónak Földtől való távolsága. Ezek numerikus értékeit bármely időpillanatra kivihetjük az évkönyvekből.

A

$$\cos \alpha = \frac{\Delta^2 + r^2 - R^2}{2 r \Delta} \quad (79)$$

tehát mindig ismeretes.

A bolygó középpontján FB-re állítsunk merőleges síkot. E sík metszete legyen A B C D kör. A Föld a bolygó centruma fölött MF irányban merőlegesen áll a bolygó felületére, Napunk pedig MN irányban. A df területelőmet meri-

$$q^2 = q_1^{(0)} \left\{ 1 - \sin \frac{\alpha}{2} \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} \log \cot \frac{\alpha}{4} \right\} \quad (84)$$

eredményt adja

Az Euler-féle törvény pedig:

$$q_3 = q_3^{(0)} \cos^2 \frac{\alpha}{2} \quad (85)$$

A $q_2^{(0)}$ és $q_3^{(0)}$ szintén oppozitóra érvényes megvilágítások. És pedig:

$$q_1^{(0)} = \Gamma_1 \varrho^2 \frac{2}{3} \pi \quad (86)$$

$$q_2^{(0)} = \frac{\Gamma_2 \varrho^2 \pi}{2}$$

$$q_3^{(0)} = \Gamma_3 \varrho^2 \pi.$$

Ezekből megkapjuk azon fényességet is, melyet a megvilágított bolygó a távcső objektívjének felületegységére, illetve szemünk nyílásának területegységére küld.

L volt azon fénymennyiség, melyet a Nap merőlegesen küldött az egységnyi távolságban levő területegységre. I legyen azon fénymennyiség, melyet a Nap egységnyi területe ad az r távolságban levő felület egységre.

Ekkor

$$L = \frac{I \pi R^2}{r^2}, \quad (87)$$

a hol R a Nap félátmérője, r a területegység távolsága a Naptól, a bolygó távolsága.

Ha s a Nap látozó sugara a bolygóról nézve, ϑ pedig a bolygó látszósugara a Földről nézve, akkor

$$\sin s = \frac{R}{r} \quad (88)$$

$$\sin \vartheta = \frac{\varrho}{A}.$$

Azon fénymennyiség, melyet szemünk nyílásának terület-egysége nyer:

$$\frac{q_i}{A^2} = Q_i \quad (89)$$

lesz; és pedig:

$$\begin{aligned} Q_1 &= \frac{2}{3} I A_1 \sin^2 s \sin^2 \vartheta \left\{ \sin \alpha + (\pi - \alpha) \cos \alpha \right\} \\ Q_2 &= \frac{1}{2} I A_2 \pi \sin^2 s \sin^2 \vartheta \left\{ 1 - \sin \frac{\alpha}{2} \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} \log \cot \frac{\alpha}{4} \right\} \\ Q_3 &= \frac{1}{2} I A_3 \pi \sin^2 s \sin^2 \vartheta \cos^2 \frac{\alpha}{2} \end{aligned} \quad (90)$$

Ha $Q_1^{(o)}$, $Q_2^{(o)}$, $Q_3^{(o)}$ oppozícióhoz tartozó megvilágítások, akkor:

$$\begin{aligned} \frac{Q_1}{Q_1^{(o)}} &= \frac{A_0^2 r_0^2}{A^2 r^2} \frac{\sin \alpha + (\pi - \alpha) \cos \alpha}{\pi} \\ \frac{Q_2}{Q_2^{(o)}} &= \frac{A_0^2 r_0^2}{A^2 r^2} \left\{ 1 - \sin \frac{\alpha}{2} \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} \log \cot \frac{\alpha}{4} \right\} \\ \frac{Q_3}{Q_3^{(o)}} &= \frac{A_0^2 r_0^2}{A^2 r^2} \cos^2 \frac{\alpha}{2} \end{aligned} \quad (91)$$

E mennyiségek a fotometrikus adatokkal közvetlenül összehasonlíthatók, ha oppozíció idejére a bolygó fényességét jól meghatározzuk.

A bolygó Naptól nyert fénye legyen I az egységnyi távolságban, r távolságban e szerint

$$\frac{I}{r^2} \quad (92)$$

lesz. Ez A távolságból figyelve

$$I = \frac{I}{r^2 A^2} \quad (93)$$

A bolygó e fénye r_0 , A_0 -ra vonatkoztatva lesz:

$$I_0 = \frac{I}{r_0^2 A_0^2} \quad (94)$$

A bolygó e megvilágításának megfelelő nagyságrendek legyenek m , illetve m_0 , akkor

$$m_0 - m = 0.4 \log \frac{I}{I_0} = 0.4 \log \frac{A_0^2 r_0^2}{A^2 r^2} \quad (95)$$

Azaz a megfigyelt nagyságrend m oppozícióra redukálva:

$$m_0 = m + 0.4 \log \frac{A_0^2 r_0^2}{A^2 r^2} \quad (96)$$

A világítási törvényekből egyenesen számíthatók a bolygónak azon fényességei, melyeket az oppozíciónak megfelelő távolságban mutatna azaz,

$$\log \frac{Q}{Q_0} = 0.4 (M_0 - m_0), \quad (97)$$

a hol M_0 , Q_0 oppozícióbeli megvilágításnak megfelelő nagyságrend, m_0 pedig a fázis szöghöz tartozó. A két m_0 összehasonlítása világítja meg elméleti törvényeink értékét.

Az albedo kiszámítása. Ha L' azon fénymennyiség, melyet a Nap szemünk nyílásának területegységére küld, akkor

$$L' = \frac{I \pi R^2}{P^2} = I \pi \sin^2 S, \quad (98)$$

a hol P a Földnek Napunktól való távolsága, S a Nap látszó sugara a Földről nézve.

A

$$\frac{Q_i}{L'} = M \quad (99)$$

a bolygónak a Naphoz való fényességi viszonya, melyet fotometrikus úton lehet megmérni. E hányados meghatározására Zöllneren kívül alig tett más számba vehető kísérletet. Ha e hányadost sikerülne jól megmérni, akkor az albedok:

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{3}{2} M \frac{\sin^2 S}{\sin s \sin^2 \vartheta} \frac{\pi}{\sin \alpha + (\pi - \alpha) \cos \alpha} \\ A_2 &= 2 M \frac{\sin^2 S}{\sin^2 s \sin^2 \vartheta} \frac{1}{1 - \sin \frac{\alpha}{2} \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} \log \cot \frac{\alpha}{4}} \\ A_3 &= 2 M \frac{\sin^2 S}{\sin^2 s \sin^2 \vartheta} \frac{1}{\cos^2 \frac{\alpha}{2}} \end{aligned} \quad (100)$$

képletekkel számíthatók. Innen látható, mennyire fontos helyes, végérvényes megvilágítási törvény keresése. A helyes albedo érték ugyanis az anyagra jellemző. Minden anyag más albedo értéket ad; azon anyagok rokon természetűek, melyek albedója közel egyenlő. Az albedo értékből a bolygó felületi viszonyaira, szilárdságára is lehetne következtetni

Az albedo ismeretének igen nagy fontossága van oly kis bolygóknál, melyek átmérőjét a gyakorlatban használatos módszerekkel teljesen bizonytalanul tudjuk mérni. Az albedokból és fényességekből a kis bolygók átmérője is kiszámítható. Ha a fő bolygó és a kis bolygó fényesség viszonya H , albedóik viszonya pedig a , akkor ϑ_1 , a kis bolygó átmérője:

$$\sin^2 \vartheta_1 = \frac{H}{a} \frac{\sin^2 s_2 \sin^2 \vartheta_2}{\sin^2 s_1} \frac{\sin \alpha_2 + (\pi - \alpha_3) \cos \alpha_2}{\sin \alpha_1 + (\pi - \alpha_1) \cos \alpha_1}$$

$$\sin^2 \vartheta_1 = \frac{H}{a} \frac{\sin^2 s_2 \sin^2 \vartheta_2}{\sin^2 s_1} \frac{1 - \sin \frac{\alpha_2}{2} \operatorname{tg} \frac{\alpha_2}{2} \log \cot \frac{\alpha_2}{4}}{1 - \sin \frac{\alpha_1}{2} \operatorname{tg} \frac{\alpha_1}{2} \log \cot \frac{\alpha_1}{4}} \quad (101)$$

$$\sin^2 \vartheta_1 = \frac{H}{a} \frac{\sin^2 s_2 \sin \vartheta_2}{\sin^2 s_1} \frac{\cos^2 \frac{\alpha_2}{2}}{\cos \frac{\alpha_1}{2}}$$

képletekből számítható. Természetesen a három különböző megvilágítási törvény itt is különböző eredményt ad.

Az eddigi megfigyelések a tárgyalt törvények sorsát végleg nem döntötték el, a rendkívül megbízható jóságú potsdami fotometrikus adatok e törvényekkel nem hozhatók összhangzatba. E téren tehát az elméleti buvárkodás és a szorgalmas megfigyelés igen szükséges. Csillagvizsgálónk e termékeny kérdések megvilágításában szintén részt óhajt venni, ezért tartottuk szükségesnek e rövid ismertetést. A majd megjelenő bolygó fotometriai évkönyvünkhöz szükséges előismereteket teljesen felöleli.

A Darmerféle tükörkvadráns.*

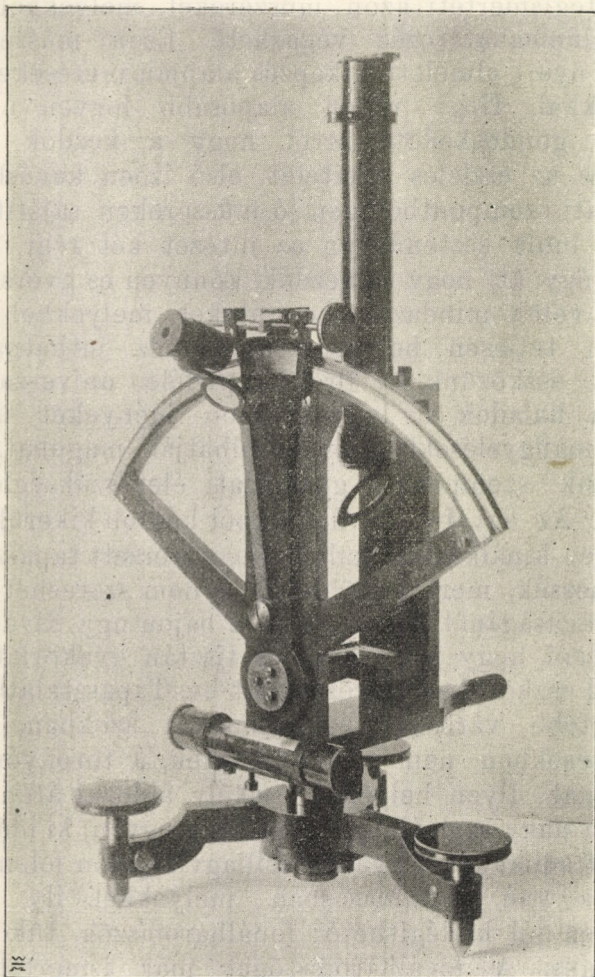
Irta: Dr. Terkán Lajos.

Az ó-gyallai csillagvizsgáló a nyári hónapokban nemcsak szigoruan tudományos kutatásokat végez, hanem a m. kir. budapesti tudományegyetem földrajz és csillagászat hallgatóit gyakorlati oktatásban is részesíti. Az oktatás két szempontból történik. Megismerteti azon műszereket, melyekkel a pontos hely- és időmeghatározás végezhető. Ezen műszerekkel az egyetemen nyert elméleti kiképzés alapján méréseket végeztet a hallgatókkal. Hogy minél alaposabb legyen a kiképzés, igazgatónk gondoskodott arról, hogy a kezdők a műszer kezelését és az észlelés kivitelét első ízben kevésbé pontos, de gyakorlati szempontból igen jó műszereken sajátíthassák el. E célból a mult esztendőben az intézet két régi teodolítját alakította úgy át, hogy a kezdők könnyen és gyorsan szerezhetik meg velük mindazon ismereteket, melyekkel pontosabb műszereken teljesen helyes eredményhez juthatnak. Immár van is oly eszközünk, a Breithaupt-féle univerzal műszer, melylyel a haladók a legkényesebb igényeket is teljesen kielégítő megfigyelésekben gyakorolhatják magukat..

A másik szempont a gyakorlati élet szükségleteit veszi figyelembe. Az egyetemi hallgatókból később kikerülő tanároknak nem igen kínálkozik alkalom, hogy szerzett tapasztalataikat érvényesíthessék, mert legtöbb iskola nem szerezhethet be pontos műszert drágaságánál fogva. Ezen a bajon úgy kívánt igazgatónk segíteni, hogy igen olcsó és tisztán gyakorlati szükségletet fedező eszközöket szereszttetett be. Tapasztalatból tudjuk, hogy a legtöbb városban és különösen azokban, melyek a vasuti jelzésekben nem részesülhetnek, a toronyórák botrányosan járnak. Ilyen helyeken csekély áldozat árán a közönségnek igen nagy szolgálatot tehet azon egyén, ki időközönként pontos időt adhat. Az ó-gyallai csillagvizsgálón jelenleg három oly műszer van alkalmazásban, melyekkel ily gyakorlati szükség igen jól kielégíthető: fonálháromszög, tükörkvadráns és a szextans. A fonálháromszöget már ismertette kedves barátom és kollégám Tass Antal, én meg e helyen felhasználom az alkalmat a tükörkvadráns ismertetésére.

* E műszert és elméletét azért kívánjuk ismertetni, mert olcsóságánál fogva talán a nem szakértőket is érdekelni fogja, a gyakorlati élet szükségleteit pedig teljesen kielégíti.

A tükörkvadrans (34. ábra) zeníthtávolságok mérésére szolgál. A horizontális koordinatarendszeren alapszik. Azimutban vertikális tengely körül az egész műszer alapjában megforgatható. A zeníthtávolságok mérésére a körnegyeden mozgatható nóniusz által forgatott tükör forgási szöge szolgál; a körnegyed függőleges helyzetbe való felállítása végett libellát hord. Merőleges helyzetű a körnegyed, ha a talp-



34. ábra.

csavarokkal a műszer úgy állíttatott fel, hogy a libella bármelyik két talpcsavar között álva bejátszik.

Pontos felállítás mellett a tükör elforgatási szögének

kétszerese a tükörrre eső és a távcső látmezejének közepén megjelenő fényforrás zenithtávolságával egyenlő a sík tükrök azon törvénye alapján, hogy a kép 2α szöggel fordul el, ha a tükör tengelye körül α elforgást végzett. Legyen t_1 (35 ábra) a sík tükör első helyzete, melyre B-ből a fény i alatt esik be, ugyancsak i alatt visszaverődve V_1 -en jelenik meg. α szöggel elforgatván a tükröt t_2 helyzetbe jut. A B-ből jövő fénysugár most i_1 alatt esik be, ugyancsak i_1 alatt visszaverődve V_2 felé tart. A kép elforgási szöge V_1 A V_2 $\angle = 2\alpha$ az említett törvény szerint. Legyen A M_1 a tükör első helyzeténél a beesési merőleges, A M_2 pedig a másodiknál.

Ekkor

$$M_1 \text{ A } M_2 \angle = t_1 \text{ A } t_2 \angle = \alpha,$$

mert száraik egymásra merőlegesek.

Továbbá

$$M_1 \text{ A } V_1 \angle = i$$

$$M_2 \text{ A } V_1 \angle = i - \alpha \quad (1)$$

A

$$V_2 \text{ A } t_2 = 90^\circ - i_1 = B \text{ A } t_2 = 90^\circ - (i + \alpha) \quad (2)$$

melyből

$$i_1 = i + \alpha \quad (3)$$

Vége

$$V_1 \text{ A } V_2 \angle = z = i_1 - (i - \alpha)$$

lesz a kép elforgása. Ebbe i_1 (3) alatti értékét helyettesítve a siktükrök ismertetett törvényét kapjuk:

$$V_1 \text{ A } V_2 \angle = z = i_1 - (i - \alpha) = i + \alpha - (i - \alpha) = 2\alpha \quad (4)$$

Hogy a tükörkvadransnál $z = 2\alpha$ csakugyan a tükörrre eső és a távcsőben is látható fényforrás zenithtávolsága, a következő megfontolásból tűnik ki. Mérjük a tükör forgási szögét a vízszintes siktól. A $z = 0$ elforgásánál $i = 0$ esetben, vagyis a tükörrre merőlegesen beeső fényforrás képe jelennék meg a távcsőben, ha a távcső nem akadályozná az ily helyzetű fénysugaraknak a tükörrre való jutásukat. Ha most α szöggel forgatjuk el a tükröt és e forgásnál a tükörrre eső fénysugarak a távcső tengelye irányában verődnek vissza, a beeső fényforrás zenithtávolsága

$$z = 2 i_1 \quad (4)$$

lesz. A (3) szerint azonban

$$i_1 = i + \alpha = 0 + \alpha + \alpha \quad (5)$$

ennél fogva a kérdéses fényforrás, csillag zenithtávolsága csakugyan

$$z = 2 \alpha \quad \text{II}$$

A II-be hiba jöhet be, ha a körnegyed zéruspontja nem esik össze a zenithponttal. E hibát úgy köszöböljük ki, hogy a műszert azimutban 180° -al elforgatjuk és a tükör forgási szögét e helyzetben is leolvassuk. A két érték számtani közepe e hibától ment. Intézetünk tükörkvadránsa a tükör forgási szögére $2'$ pontosságot ad, a csillagok zenith távolságát tehát $1'$ -nyi pontossággal adja meg. A körnegyed fokbeosztására mindjárt a tükörnek kétszeres forgási szöge van feljegyezve.

Az ily módon leolvasott z a látszólagos zenithtávolság, mely a légköri sugártörés miatt kisebb a valódinál. Ha valamely sugártörési táblából kivesszük z , látszólagos zenithtávolsághoz tartozó refrakció értéket és z -hez hozzáadjuk, nyerjük a csillag valódi zenithtávolságát, melyből z érték leolvasásának pontos ideje állapítható meg.

Ha a csillag valódi zenithtávolsága z' , deklinációja δ , az észlelő hely földrajzi szélessége, sarkmagassága φ , akkor az ekvator polusa P, az észlelő hely zenith pontja Z és a csillag helye S pontok által meghatározott gömbháromszögből a csillag óraszöge τ :

$$\cos \tau = \frac{\cos z' - \sin \varphi \sin \delta}{\cos \varphi \cos \delta} \quad (6)$$

minthogy

$$\begin{aligned} PZ &= 90^\circ - \varphi, \quad PS = 90^\circ - \delta, \quad SZ = z, \\ SPZ &\hat{=} \tau, \quad PZS \hat{=} A, \end{aligned} \quad (7)$$

a hol A a csillag azimutja.

Ha (6)-hoz mindkét oldalon 1 -et adunk, illetve (6) mindkét oldalát az egységből levonjuk, akkor

$$\begin{aligned} 1 + \cos \tau &= 2 \cos^2 \frac{\tau}{2} = \frac{\cos(\delta + \varphi) + \cos z'}{\cos \varphi \cos \delta} \\ 1 - \cos \tau &= 2 \sin^2 \frac{\tau}{2} = \frac{\cos(\delta - \varphi) - \cos z'}{\cos \varphi \cos \delta} \end{aligned} \quad (8)$$

egyenletekhez jutunk, melyekből

$$\operatorname{tg}^2 \frac{\tau}{2} = \frac{\sin \frac{1}{2}(z' - \varphi + \delta) \sin \frac{1}{2}(z' + \varphi - \delta)}{\cos \frac{1}{2}(z' + \varphi + \delta) \cos \frac{1}{2}(\varphi + \delta - z')} \quad \text{II)}$$

számolásra kiválóan alkalmas képletet kapjuk.

A csillag óraszöge τ és a rektáscenzioja α az észlelési idejét szolgáltatja csillagidőben, ϑ -ban, ugyanis:

$$\vartheta = \alpha + \tau$$

Ha az észlelésnél használt óra ϑ_0 óraidőt adott csillag-időben járva, akkor

$$\vartheta - \vartheta_0 = \Delta \vartheta$$

az óraállását, a valódi időtől való eltérését adja.

Az időmeghatározás pontosabb keresztülvitele céljából és a számolás könnyítése végett igen célszerű a csillagot két egyenlő magasságban észlelni.

Ha az első észleléshez tartozó óraszög τ , a másodikhoz pedig τ' , akkor

$$\tau = -\tau' \quad (9)$$

minthogy a csillag csakis a meridian előtt és után jut egyenlő időközök alatt szinmetrikus helyzetbe. Ha tehát a τ -hoz tartozó óraidő ϑ , a τ -hoz pedig ϑ' , akkor

$$\frac{1}{2}(\vartheta + \vartheta') \quad (10)$$

a meridianon való átmenet ideje óraidőben. A meridian-átmenet pontos ideje azonban α , a csillag rektaszценziója, ezért

$$\alpha - \frac{1}{2}(\vartheta + \vartheta') = \Delta \vartheta \quad \text{IV}$$

közvetlen adja a csillagidőben járó óra állását.

Ha az észlelésnél használ óra középidőben jár, akkor $\vartheta = \alpha + \tau$, illetve α csillagidők középidőre változtandók.

Minthogy a műszer sem adja pontosan a csillag zenith-távolságát, másrészt talán az észlelő hely sarkmagassága sem ismeretes mindig pontosan, azért foglalkoznunk kell még azon kérdéssel, mily helyzetben használjuk a tükörkvadrant, hogy az óra állását a legnagyobb elérhető pontossággal nyerjük.

A P Z S gömbháromszögből:

$$\sin h = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \tau \quad (11)$$

A változható mennyiségekre való tekintettel (11)-et variálván:

$$\begin{aligned} \cos h \, dh &= \cos \varphi \sin \delta \, d\varphi - \sin \varphi \cos \delta \cos \tau \, d\varphi \\ &\quad - \cos \varphi \cos \delta \sin \tau \, d\tau \end{aligned} \quad (12)$$

eredményt kapjuk, melyből:

$$d\tau = -\frac{\cos h}{\cos \varphi \cos \delta \sin \tau} \, dh - \left(\frac{\sin \varphi \cos \tau}{\cos \varphi \sin \tau} - \frac{\sin \delta}{\cos \delta \sin \tau} \right) d\varphi \quad \text{V.}$$

A felvetett kérdés V-ből dönthető el, ha dh és $d\varphi$ együtthatóját az azimutttal ki tudjuk fejezni.

A említett gömbháromszögből a sinustétel alapján:

$$\cos h = \frac{\cos \varphi \sin \tau}{\sin A}; \quad (13)$$

a cosinustétel alapján pedig:

$$\sin \delta = \sin \varphi \sin h + \cos \varphi \cos h \cos A. \quad (14)$$

Ha a (14)-be $\sin h$ (11) alatti értékét és $\cos h$ (13) alatti kifejezését felhasználjuk s $\sin^2 \varphi = 1 - \cos^2 \varphi$ helyettesítünk, akkor (14)-ből

$$\frac{1}{\cos \varphi \operatorname{tg} A} = \frac{\sin \delta}{\cos \varphi \sin \tau} - \frac{\sin \varphi \cos \tau}{\cos \varphi \sin \tau} \quad \text{VI}$$

kifejezést kapunk V-ben $d\varphi$ együtt-hatójára. Minthogy a (13) dh együtt-hatóját fejezi ki az azimuttal, azért a V következtetésekre alkalmas alakja:

$$d\tau = -\frac{1}{\cos \varphi \sin A} dh - \frac{1}{\cos \varphi \operatorname{tg} A} d\varphi \quad \text{VII}$$

lesz.

Ha tehát A közel van a $\pm 90^\circ$ -hoz, vagyis kelet-nyugat irányban, vagy mint mondani szokás az első vertikálisban figyeljük meg a csillagokat, akkor τ hibája a legkisebb lesz. Egy megfigyelés az első vertikálisban $\varphi = 45^\circ$ és ennél nagyobb sarkmagasság mellett legalább is 7–8 másodpercre pontosan adja meg az óra állását. Ha nagyon megbízható óránk van, akkor az első vertikális körül meridian előtt és után végzett megfigyelésekből pár másodpercre pontosan nyerjük óránk állását.

Ha pontos idő áll rendelkezésünkre, akkor a sarkmagasság megállapítására is használhatjuk műszerünket.

Ha a (11)-be

$$\frac{\sin \delta}{\cos \delta \cos \tau} = \frac{m \sin N}{m \cos N} \quad (15)$$

irunk, akkor

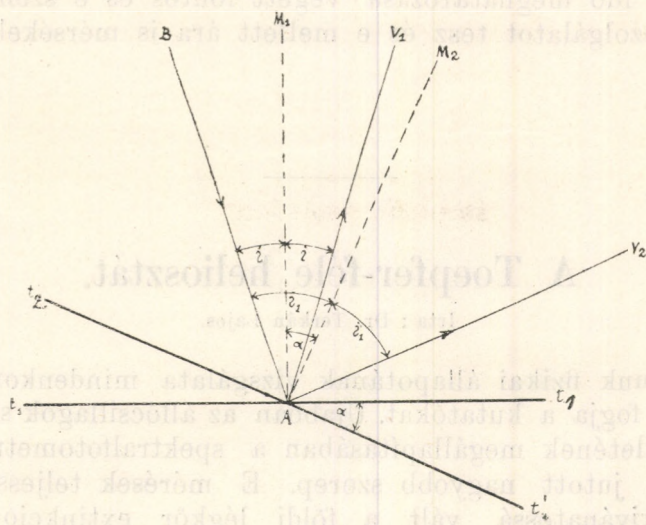
$$\cos z = (\sin \varphi \sin N + \cos \varphi \cos N) m \quad (16)$$

melyből

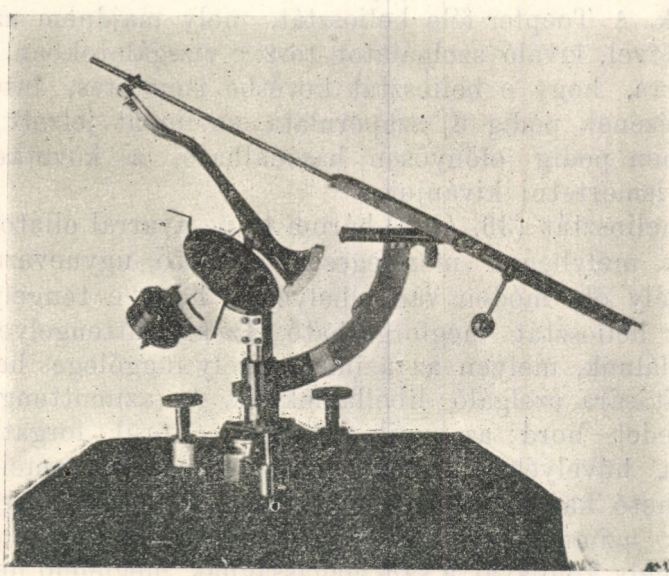
$$\cos(\varphi - N) = \frac{\cos z}{m} \quad \text{VIII}$$

egy megfigyelésből adja φ értékét.

Ha VII alapján φ hibáját, $d\varphi$ -t megvizsgáljuk, tüstént látjuk, hogy csakis $A = 0$ érték mellett, azaz a meridianban kapunk lehető pontos φ értéket. Az ily módon nyert φ hibája legfeljebb $1'$ műszerünkénél.



35. ábra.



36. ábra.

A tükörkvadrans azonban gyakorlati szempontból inkább a pontos idő meghatározása végett fontos és e szempontból igen jó szolgálatot tesz és e mellett ára is mérsékelt.

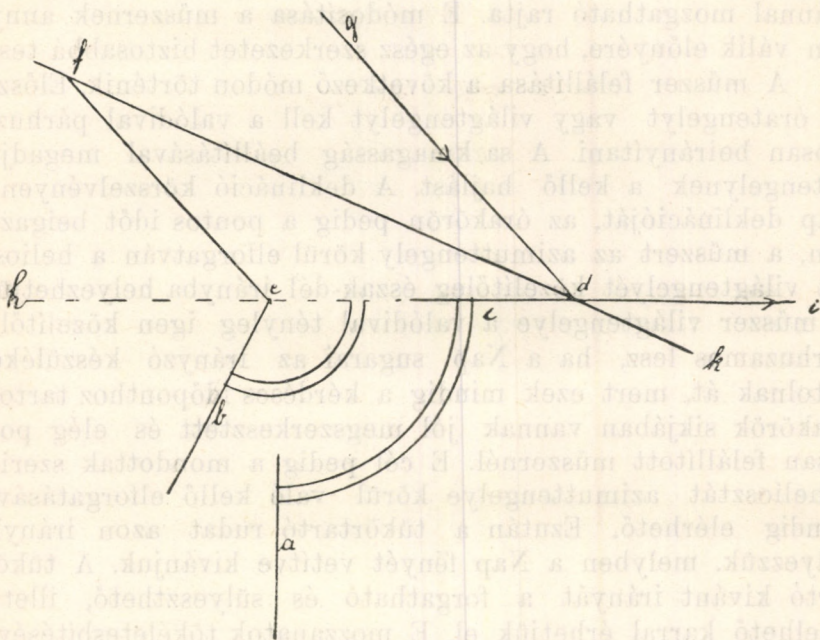
A Toepfer-féle heliosztát.

Irta : Dr. Terkán Lajos.

Napunk fizikai állapotának vizsgálata mindenkor foglalkoztatni fogja a kutatókat. Ujabban az állócsillagok sugárzási hőmérsékletének megállapításában a spektralfotometriai méréseknek jutott nagyobb szerep. E mérések teljessé tétele végett kívánatosá vált a földi légkör extinkció egyúttartóinak pontos megállapítása a különböző hullámhosszak mellett; e célra pedig nincs alkalmasabb objektum a Napnál, melynek fényét heliosztáttal bevetítve laboratóriumunkba kényelmesen és a diffúz fény zavaró hatásától menten vizsgálhatjuk. A Toepfer-féle heliosztát, mely majdnem azonos a Fuess-féleével, kiváló szolgálatot tesz e vizsgálatokban. Tekintettel arra, hogy e heliosztát kevésbé ismeretes, intézetünk felszerelésének pedig új szaporulata, az imént jelzett feladat kivételében pedig előnyösen használható, a következőkben röviden ismertetni kívánjuk.

E heliosztát (36. ábra) három talpcsavarral ellátott aljon nyugszik, melyben a merőlegesen állítható, ugynevezett azimuttengely oly módon van elhelyezve, hogy e tengely körül az egész heliosztát megforgatható. Az azimuttengelyen körlapot találunk, melyen az azimuttengely függőleges helyzetbe való állítására szolgáló libella fekszik. Az azimuttengely két körnegyedet hord: az egyik e tengely körül forgatható és hüvelyes, hüvelyében a tükör forgási tengelyét emelhető és süllyeszthető kar foglal helyet, a másik körnegyed egyik végével az azimuttengelyhez erősített, a másik végén pedig a világtengely tolójával a sárkmagasságnak megfelelő helyzetbe állítható. E második körnegyed a földrajzi szélesség beállítására 0.5° -okra van osztva. A világtengely felső végén azon kétkarú emelőnek forgáspontja van, melynek egyik karja a

deklinációkörnek megfelelő körszelvényt, a másik karja pedig a tükör szárának forgó hüvelyét tartja. E kétkarú emelő oldalt két kis siklapot, nyulvánt visel, melyek közepén irányzásra szolgáló környílás van. E kétkarú emelőnek a világtengelyre



37. ábra.

gelyben levő forgáspontja csúcsát képezi azon egyenszárú háromszögnek, melynek szárai a kétkarú emelő, a tükör szára, illetve ennek meghosszabbítása a szárvég forgatható hüvelyétől egész a tükör tengelyének forgáspontjáig. A deklináció körszelvény fokokra van osztva. A műszer világtengelyére merőlegesen állított órákör 4 percről 4 percre halad, indexe a kétkarú emelővel forog. A világtengely körül a kétkarú emelőt, vele a tükröt óraszerkezet hajtja. A tükör alsó oldalán ellensúly látható.

A Toepfer-féle heliosztát tehát elvben teljesen a Fuess-féle, csak némi módosításokat találunk rajta, melyek legfeljebb a műszer erősségét és tömörségét emelik. A Fuess-félénél az azimuttengely ki volt metszve a libella számára. E módosítás egyrészt könnyíti a felállítást, amennyiben a libella szabadabban játszhatik be és elrejtve sincs, másrészt a műszert

is masszivabbá teszi. Még egy módosítást alkalmazott Toepfer. A Fuess-félénél a sarkmagassági körnegyed az azimuttengely felső végében, köríves foglalóban, szorítóban csuszott, a Toepfer-félénél pedig e körnegyed egyik végével a vertikális tengelyhez van erősítve, a világtengely pedig csusztatható szánnal mozgatható rajta. E módosítása a műszernek annyiban válik előnyére, hogy az egész szerkezetet biztosabbá teszi.

A műszer felállítása a következő módon történik. Először az óratengelyt vagy világtengelyt kell a valódival párhuzamosan beirányítani. A sarkmagasság beállításával megadjuk e tengelynek a kellő hajlást. A deklináció körszelvényen a Nap deklinációját, az órákörön pedig a pontos időt beigazítván, a műszert az azimuttengely körül elforgatván a heliosztát világtengelyét közelítőleg észak-dél irányba helyezhetjük. A műszer világtengelye a valódival tényleg igen közelítőleg párhuzamos lesz, ha a Nap sugarai az irányzó készüléken hatolnak át, mert ezek mindig a kérdéses időponthoz tartozó órákörök síkjában vannak jól megszerkesztett és elég pontosan felállított műszernél. E cél pedig a mondottak szerint a heliosztát azimuttengelye körül való kellő elforgatásával mindig elérhető. Ezután a tűkörtartó rudat azon irányba helyezzük, melyben a Nap fényét vetítve kívánjuk. A tűkörtartó kívánt irányát a forgatható és sülyeszthető, illetve emelhető karral érhetjük el. E mozzanatok tökéletesítésével a heliosztát a kívánt célra igen helyesen állítható be.

Ha tehát az azimuttengelyt a talpcsavarokkal és a libellával vertikális helyzetbe hoztuk, akkor a heliosztát helyes felállítása a következő eljárást kívánja: 1.) a sarkmagasság és deklináció, 2.) a pontos idő beigazítását, 3.) a műszer azimuttengelye körül való forgatása és az irányzék segítségével a heliosztát világtengelyének a valódival párhuzamos helyzetbe hozását, 4.) a tűkörtartó rudnak a fénysugár kívánt irányába való helyezését. A 4.)-ik pont elérésénél esetleg elmozdul az órákör indexe, ez azonban könnyen visszahelyezhető és vissza is helyezendő. E követelések kielégítése után az óragép igen hosszú ideig a kívánt helyen tartja a Nap fényét.

Hogy a visszavert sugár csakugyan a tűkörtartó irányába esik, a következőkép bizonyíthatjuk be. Legyen a (37. ábra) az azimuttengely, b a világtengely, e a kétkaru emelő forgáspontja, c a tűkörtartó, d a tűkör tengelyének forgáspontja,

f a tükör szárát tartó és forgó hüvely forgáspontja, gd a beeső fénysugár, di a visszavert fénysugár, dk pedig a tükör meghosszabbítása.

Minthogy a műszer szerkezeténél fogva \triangle egyen-szárú háromszög és pedig

$$ef = ed,$$

a műszer helyes felállítása folytán pedig

$$nf \parallel gd,$$

azért

$$feh \sphericalangle = gdh \sphericalangle.$$

Minthogy

$$feh \sphericalangle = 2fdh \sphericalangle,$$

azért

$$fdh \sphericalangle = fdg \sphericalangle.$$

A visszaverődés törvénye értelmében pedig

$$fdg \sphericalangle = idk \sphericalangle;$$

ennélfogva

$$fdh \sphericalangle = idk \sphericalangle.$$

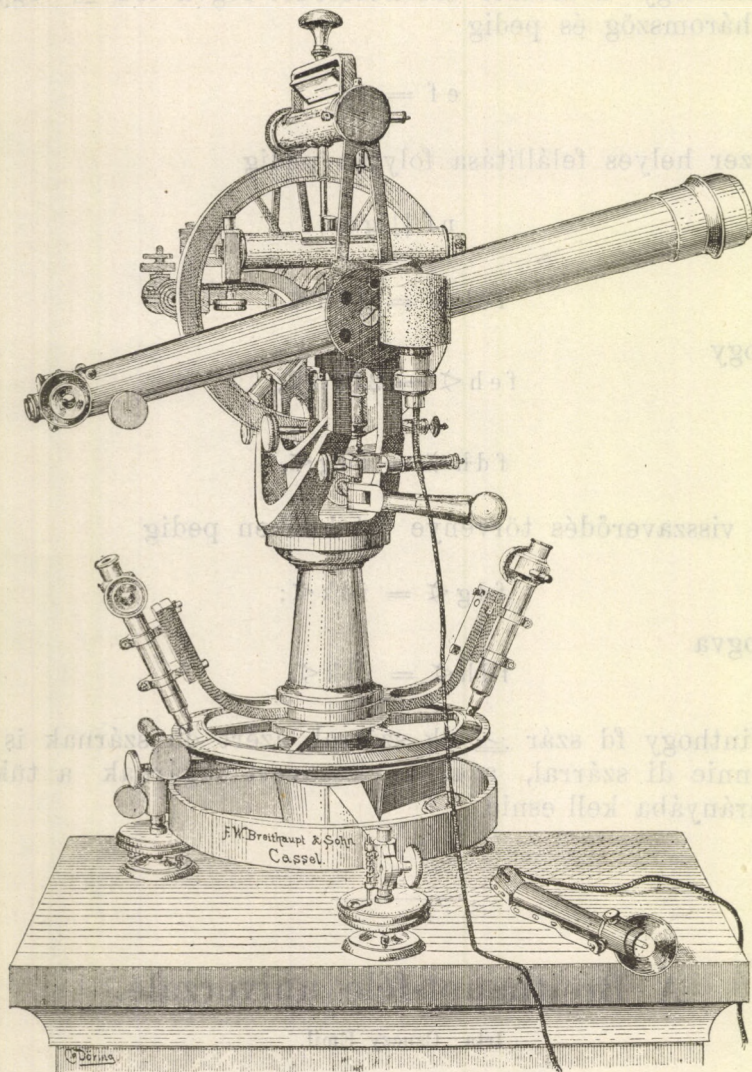
Minthogy fd szár \simeq dk szárral, azért dh szárnak is \simeq kell lennie di szárral, azaz a visszavert sugárnak a tükör-tartó irányába kell esnie.

A Breithaupt-féle univerzale.

Irta: Czuczy Emil.

Intézetünk az 1905-ik év folyamán egy nagy theodolitot szerzett be F. W. Breithaupt et Sohn casseli czégtől, hogy a nyár folyamán csillagászati gyakorlatokat végezõ egyetemi hallgatóknak, ha már elegendõ jártasságot sajátítottak el, módjukban legyen tudományos értékkel bíró megfigyeléseket és méréseket is végezni.

A műszer maga gyűrűvel merevített erős háromlábra van szerelve, a melyek mindegyikébe egy állító talpcsavar van becsavarva. A háromlábra van erősítve a horizontális



38. ábra

kör és a vertikális konikus acél tengely, mely az egész műszert hordja. A tengelyen a szintén kónikus hüvely forog, mely az acél tengelyen fenn és lenn egy-egy lapon felfek-

szik, hogy a tengelyre ne szoruljon. A hüvelyre alul egy diametralis kettős kar, az alhidad van erősítve a csavar mikrometeres mikroszkopokkal és egy körgyűrű, mely teljesen burkolja a limbust és így védi a finom osztást a külső behatásoktól. A védő lapon két üveggel fődött kivágás van a mikroszkopokkal való leolvasásra és egy harmadik a kettő között egy indexszel a durva beállításra.

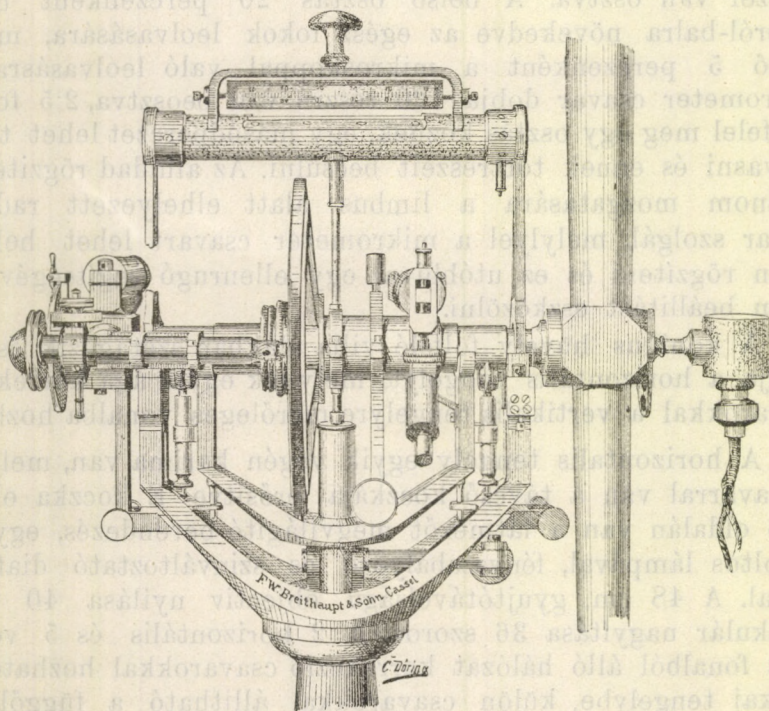
A 23 cm. átmérőjű ezüst betéttel ellátott horizontalis kör kétszer van osztva. A belső osztás 20 perczenként halad jobbról-balra növekedve az egész fokok leolvasására, míg a külső 5 perczenként a mikroskoppal való leolvasásra. A mikrometer csavar dobja 120 részre van beosztva, 2·5 fordulat felel meg egy osztás köznek, egy másodperczet lehet tehát leolvasni és ennek törtrészeit becsülni. Az alhidad rögzítésére és finom mozgatására a limbus alatt elhelyezett radialis csavar szolgál, melylyel a mikrometer csavart lehet helyzetében rögzíteni és ez utóbbival egy ellenrugó segítségével a finom beállítást eszközölni.

A konikus hüvely fölfelé villa alakban szétágazik és így hordja a horizontalis tengelyt, melynek egyik ága korrekció csavarokkal a vertikális tengelyre merőleges vonalba hozható.

A horizontalis tengely egyik végén karima van, melyhez 4 csavarral van a távcső koczkája erősítve E koczka ellenkező oldalán van a látmezőt megvilágító berendezés, egy kis 6 voltos lámpával, fényszabályozó és színváltoztató diafragmával. A 48 cm. gyújtótávolságú objectiv nyílása 40 mm. az okulár nagyítása 36 szoros. A 2 horizontalis és 5 vertikális fonalból álló hálózat korrekció csavarokkal hozható az optikai tengelybe, külön csavarokkal állitható a függőleges szál a vertikális síkba, az egész hálózat pedig az okulárral a tiszta látástávolságba. A távcső egy hajtó csavarral fókuszírozható. Ezen egyszerű okuláron kívül van még a műszerhez egy fonalmikrometeres okulár is, melyben a mérőszálakat 90° -al elforgathatjuk, úgy, hogy azimut és zenit távolság különbségeket egyaránt mérhetünk vele.

A horizontalis tengely közepe táján van felerősítve a 21 cm. átmérőjű magassági kör, mely a külső behatások ellen szintén védve van. Két üveggel fedett nyílás teszi láthatóvá az osztást, a mely teljesen egyezik a horizontalis kör finom osztásával.

A csapágyon kívül a tengely végén van forgathatóan felszerelve a háromkaru alhidad, a két diametrialis karra korrekció csavarokkal egy-egy mikrometeres mikroszkop, a harmadik lefelé nyúló karja pedig a villa két ágára erősített finom mozgású csavar és ellenrugó pár egyikébe nyulik, a felfelé nyúló a körlibellát tartja, mellette egy kis indexszel, mely a tengely végére erősített s a távcső ellensúlyozására szolgáló kisebb magassági körön az egész fokokat adja.



39. ábra.

A magassági körrel szimmetrikusan van a tengelyen egy egykarú emeltyű, mely egy rögzítő csavarral a tengelyen megerősíthető, karja a mikrometer csavar és ellenrugója közé nyulik a távcső finom mozgatására. A mikrometer csavar egy a tengelytartó villán belül elhelyezett második villaszerű bakra van szerelve, mely a távcső átfordítására szolgál. A fővillára ugyanis a vertikális tengely meghosszabbításában egy tengely van erősítve, melyen az átfordító bak hüvelye fel és le, valamint körben is mozoghat. A villa mindkét ágára

egy görgő pár van felerősítve, melyeket rugók feszítenek a tengelynek, hogy a tengelynyomás a csapágyakban kisebb legyen. Ugyancsak az átfordító bak villájába kapaszkodik a Horrebow-Talcott-féle niveau mikrometer csavarja is. Ennek részletes leírását és azon eljárást, mellyel a sarkmagasság ingadozásokat határozzuk meg, igen szépen megtaláljuk báró Harkányi Béla „A sarkmagasság — változások meghatározása és elméleti magyarázata,” czimű munkájában.

Az átfordító bak alatt a villa tengely nyulványára van az excenter erősítve, melylyel az átfordító bak annyira emelhető, hogy a vezető peczkek nyílásukból a tengely csapágyaiból kijönnek úgy, hogy az egész távcső átfordítható.

A csapágyak fölött támaszkodik a tengelyre a tengely vagy nyereg libella, a mit a leesés ellen a vertikális tengelynek a horizontális tengelyt excenterszerűen átölelő nyulványa biztosít.

Hogy a műszer adatai a valóságnak megfeleljenek, szükséges, hogy úgy az egész műszer szerkesztése, mint annak egyes részei az előírt feltételeknek megfeleljenek. Így a horizontális tengelynek a horizonttal perallel — és a vertikális tengelyre merőlegesnek kell lenni. Ez áll, ha a tengelyt be tudjuk a talpcsavarok segítségével úgy állítani, hogy két egymásra merőleges irányban a horizontális tengelyt átfordítva és a libellát is mindenesetben átfektetve az bejátszik. Nagyon valószínű, hogy nem fogjuk ezt elérni; a korrekció csavarokkal kell igazítani a műszeren. Először is a libellát korrigáljuk úgy, hogy az mindkét esetben bejátszom. Elv, hogy a hiba felét a korrekció csavarokkal, míg a másik felét a talpcsavarokkal tüntetjük el. Most a tengelyt 180°-al elforgatva, a libella kitér; a hiba egyik fele a tengely egyik végének emelésével, illetőleg süllyesztésével, míg a másik fele a talpcsavarokkal eltüntetve, az egész műveletet esetleg megismételve oly csekély hibához jutunk, hogy azt tovább a mechanikai konstrukció tökéletlensége miatt, részben az egyenlőtlen tágulás következtében nem érdemes. A hibát meg is határozhatjuk, ha a tengelyt átfordítjuk és a libellát is átfektetjük. Kapunk ekkor négy libella értéket, melyekből a hajlásszög

$$b = \frac{-k_1 + k_2 - t_1 + t_2}{4}$$

hol k_1 t_1 a libella értéke, ha nullpontja a körvégnél van, k_2 t_2 , ha a távcsőnél van. A b pars értékben adja a tengely hajlását, vagyis olyan értékben, mely minden libellánál más, ezért ismernünk kell a pars érték nagyságát. Ennek meghatározására az egyik talpcsavar 100 részre van felosztva, melylyel a fordulatok számát (n) le lehet olvasni, a mikor is a libella b_1 pars elmozdulást mutat. Ekkor

$$1 \text{ pars} = \frac{a \cdot n}{b_1 \cdot m \cdot \sin 1''}$$

hol a a csavarmentet magassága, m a talpcsavarok által képezett háromszög magassága.

Fontos követelmény, hogy a távcső optikai tengelye, azaz a szátkereszt és az objektív középpontját összekötő egyenes merőleges legyen a horizontális tengelyre és annak középpontján menjen át, az eltérést a távcső kollimáció hibájának nevezzük s a szátkereszt elmozdításával csökkenthetjük. Meghatározhatjuk, ha egy mozdulatlan tárgyra egy helyből a műszer két helyzetében irányozunk be. Földi tárgyaknál tekintetbe kell venni a paralaxist, ezért a hiba meghatározására leginkább a sarkkörüli csillagokat használjuk, a mikor az úgynevezett *digressioban* vannak. Ekkor a látszólagos elmozdulás az azimutban elhanyagolható, a kollimáció

$$C = \frac{A_j - (180 + A_b)}{2} \sin z - \frac{m_j + m_b}{2} \cos z$$

hol A_j a horizontális körön leolvasott két monius érték közepe, m_j a magassági kör adata „kör jobbra“ állásban A_b , m_b ugyanezen adatok „kör balra“ állásban, z pedig a csillag zenit távolsága.

Ha a kollimáció hibát földi tárgyak segítségével akarjuk kiküszöbölni, akkor ismerni kell a tárgy távolságát (E) és a távcső távolságát (e) a középtől. Ekkor

$$C = \frac{A_j (180 + A_b)}{2} - \frac{e}{E \sin 1''}$$

A második tag elesik képletünkéből, ha a távcső a horizontális tengely közepén van ($e = 0$), másodszor, ha nem

egy, hanem két, egymástól $2e$ távolságra fekvő pontra irányozunk, úgy hogy a két irányvonal parallel, a paralakszis okozta hiába tehát $= 0$.

Szükséges továbbá, hogy a magassági kör noniusainak nullpontjait összekötő egyenes a horizonttal állandó hajlást mutasson; ugyanis, ha műszerünket a lehető legpontosabban is beállítottuk, azt tapasztaljuk hogy nem sokáig marad ebben az állapotában, hanem a hőmérséklet okozta egyenlőtlen tágulás következtében egy kevés ingadozást állandóan fog mutatni. Ezen eltérések elkerülésére a libellát minden beállítás előtt és után leolvassuk, adatait iv másodperczekre változtatjuk és a körleolvasás adataihoz hozzáadjuk, illetőleg azokból levonjuk az eltérés értelmének megfelelően.

A műszer eddig tárgyalt hibáit a megfelelő korrekció csavarokkal helyre hozhattuk, vagy egy kis értékig csökkentettük és a még meglevőt kiszámítottuk. Vannak azonban olyan hibák is a melyeket meghatározhatunk ugyan, de korrigálni nem áll módunkban, ezektől függ a műszer finomsága és használhatósága, mert a készítő mechanikus ügyességétől és gondosságától függnek.

Ilyen követelmény, hogy a körök merőlegesek legyenek a tengelyükre és hogy az osztás középpontja összeessék a tengely középvonalával. ugyszintén az alhidad forgás pontjával. Ezt az excentrumosság okozta hibát kiküszöböljük, ha nem elégszünk meg egy nonius adatával, hanem mind a két nonius adatának középértékét fogadjuk el.

A limbus és a noniusok osztásának teljesen egyenletesnek kell lenni, az eltéréseket az osztás különböző helyein meghatározhatjuk de javítani nem áll módunkban.

Az eddig végzett próbamérések a műszer teljes használhatóságát igazolják, hibái minimalisak, kezelése igen egyszerű, úgy, hogy a fokozottabb kívánalmakat is kielégíti és feladatának teljesen megfelelő.

Tartalomjegyzék.

Előszó. Irta *Tass Antal*

I. oldal

I. Rész.

A fotografiai-fotometria főbb módszerei és újabb eszközei. Irta *Tass Antal*

A) Általános bevezetés	1	„
B) Scheiner-féle univerzál szenzitometer	13	„
C) A bromezüst lemez sötétedésének meghatározása	18	„
D) A Martens-féle sötétedésmérő	19	„
E) A Hartmann-féle mikrofotometer	20	„
F) A Zeiss-féle sztereokomparator	24	„

II. Rész

Egyéb műszerek

A) A König-féle spektralfotometer <i>Dr. Steiner Lajostól</i>	45	„
B) Protuberanc spektroszkóp <i>Dr. Konkoly Thege Miklóstól</i>	48	„
C) Vizualis fotometria. A Zöllner-féle nagy fotometer és alkalmazása. <i>Dr. Terkán Lajostól</i>	51	„
D) A Darmer-féle tükrökvadrans. <i>Dr. Terkán Lajostól</i>	87	„
E) A Toepfer-féle heliosztát. <i>Dr. Terkán Lajostól</i>	94	„
F) A Breithaupt-féle univerzale. <i>Czuczý Emiltől.</i>	97	„

1885

